THÈSE

présentée

A L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE DE GRENOBLE

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR DE 3e CYCLE

SPÉCIALITÉ PHYSIQUE NUCLÉAIRE

PAR

Yvon LE CHALONY

TITRE

Étude des réactions (d, ^{6}Li) sur les noyaux $^{40, 42}$Ca, ^{56}Fe, ^{58}Ni.

Soutenue le 20 Juillet 1972 devant la Commission d'Examen

JURY

M. J. VALENTIN — *Président*

MM. J. M. LOISEAUX
R. PIEPENBRING
G. BRUGE — *Examinateurs*

THÈSE

présentée

A L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE DE GRENOBLE

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR DE 3e CYCLE

SPÉCIALITÉ PHYSIQUE NUCLÉAIRE

PAR

Yvon LE CHALONY

TITRE

Étude des réactions (d, ^{6}Li) sur les noyaux $^{40, 42}$Ca, ^{56}Fe, ^{58}Ni.

Soutenue le 20 Juillet 1972 devant la Commission d'Examen

JURY

M. J. VALENTIN — *Président*

MM. J. M. LOISEAUX
R. PIEPENBRING
G. BRUGE — *Examinateurs*

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

UNIVERSITE SCIENTIFIQUE
ET MEDICALE DE GRENOBLE

LISTE DES PROFESSEURS

Président : Monsieur Michel SOUTIF
Vice-Président : Monsieur Gabriel CAU

PROFESSEURS TITULAIRES

MM.	ANGLES D'AURIAC Paul	Mécanique des fluides
	ARNAUD Georges	Clinique des maladies infectieuses
	ARNAUD Paul	Chimie
	AUBERT Guy	Physique
	AYANT Yves	Physique approfondie
Mme	BARBIER Marie-Jeanne	Electrochimie
MM.	BARBIER Jean-Claude	Physique expérimentale
	BARBIER Reynold	Géologie appliquée
	BARJON Robert	Physique nucléaire
	BARNOUD Fernand	Biosynthèse de la cellulose
	BARRA Jean-René	Statistiques
	BARRIE Joseph	Clinique chirurgicale
	BENOIT Jean	Radioélectricité
	BERNARD Alain	Mathématiques Pures
	BESSON Jean	Electrochimie
	BEZES Henri	Chirurgie générale
	BLAMBERT Maurice	Mathématiques Pures
	BOLLIET Louis	Informatique (IUT B)
	BONNET Georges	Electrotechnique
	BONNET Jean-Louis	Clinique ophtalmologique
	BONNET-EYMARD Joseph	Pathologie médicale
	BONNIER Etienne	Electrochimie Electrométallurgie
	BOUCHERLE André	Chimie et Toxicologie
	BOUCHEZ Robert	Physique nucléaire
	BOUSSARD Jean-Claude	Mathématiques Appliquées
	BRAVARD Yves	Géographie
	BRISSONNEAU Pierre	Physique du Solide
	BUYLE-BODIN Maurice	Electronique
	CABANAC Jean	Pathologie chirurgicale
	CABANEL Guy	Clinique rhumatologique et hydrologie
	CALAS François	Anatomie
	CARRAZ Gilbert	Biologie animale et pharmacodynamie
	CAU Gabriel	Médecine légale et Toxicologie
	CAUQUIS Georges	Chimie organique
	CHABAUTY Claude	Mathématiques Pures
	CHARACHON Robert	Oto-Rhino-Laryngologie
	CHATEAU Robert	Thérapeutique
	CHENE Marcel	Chimie papetière
	COEUR André	Pharmacie chimique
	CONTAMIN Robert	Clinique gynécologique
	COUDERC Pierre	Anatomie Pathologique
	CRAYA Antoine	Mécanique
Mme	DEBELMAS Anne-Marie	Matière médicale
MM.	DEBELMAS Jacques	Géologie générale
	DEGRANGE Charles	Zoologie
	DESRE Pierre	Métallurgie
	DESSAUX Georges	Physiologie animale
	DODU Jacques	Mécanique appliquée
	DOLIQUE Jean-Michel	Physique des plasmas
	DREYFUS Bernard	Thermodynamique
	DUCROS Pierre	Cristallographie
	DUGOIS Pierre	Clinique de Dermatologie et Syphiligraphie
	FAU René	Clinique neuro-psychiatrique
	FELICI Noël	Electrostatique

MM.	GAGNAIRE Didier	Chimie physique
	GALLISSOT François	Mathématiques Pures
	GALVANI Octave	Mathématiques Pures
	GASTINEL Noël	Analyse numérique
	GEINDRE Michel	Electroradiologie
	GERBER Robert	Mathématiques Pures
	GIRAUD Pierre	Géologie
	KLEIN Joseph	Mathématiques Pures
Mme	KOFLER Lucie	Botanique et Physiologie végétale
MM.	KOSZUL Jean-Louis	Mathématiques Pures
	KRAVTCHENKO Julien	Mécanique
	KUNTZMANN Jean	Mathématiques Appliquées
	LACAZE Albert	Thermodynamique
	LACHARME Jean	Biologie végétale
	LAJZEROWICZ Joseph	Physique
	LATREILLE René	Chirurgie générale
	LATURAZE Jean	Biochimie pharmaceutique
	LAURENT Pierre	Mathématiques Appliquées
	LEDRU Jean	Clinique médicale B
	LLIBOUTRY Louis	Géophysique
	LOUP Jean	Géographie
Mlle	LUTZ Elisabeth	Mathématiques Pures
	MALGRANGE Bernard	Mathématiques Pures
	MALINAS Yves	Clinique obstétricale
	MARTIN-NOEL Pierre	Séméiologie médicale
	MASSEPORT Jean	Géographie
	MAZARE Yves	Clinique médicale A
	MICHEL Robert	Minéralogie et Pétrographie
	MOURIQUAND Claude	Histologie
	MOUSSA André	Chimie nucléaire
	NEEL Louis	Physique du Solide
	OZENDA Paul	Botanique
	PAUTHENET René	Electrotechnique
	PAYAN Jean-Jacques	Mathématiques Pures
	PEBAY-PEYROULA Jean-Claude	Physique
	PERRET René	Servomécanismes
	PILLET Emile	Physique industrielle
	RASSAT André	Chimie systématique
	RENARD Michel	Thermodynamique
	REULOS René	Physique industrielle
	RINALDI Renaud	Physique
	ROGET Jean	Clinique de pédiatrie et de puériculture
	SANTON Lucien	Mécanique
	SEIGNEURIN Raymond	Microbiologie et Hygiène
	SENGEL Philippe	Zoologie
	SILBERT Robert	Mécanique des fluides
	SOUTIF Michel	Physique générale
	TANCHE Maurice	Physiologie
	TRAYNARD Philippe	Chimie générale
	VAILLAND François	Zoologie
	VALENTIN Jacques	Physique Nucléaire
	VAUQUOIS Bernard	Calcul électronique
Mme	VERAIN Alice	Pharmacie galénique
M.	VERAIN André	Physique
Mme	VEYRET Germaine	Géographie
MM.	VEYRET Paul	Géographie
	VIGNAIS Pierre	Biochimie médicale
	YOCCOZ Jean	Physique nucléaire théorique

PROFESSEURS ASSOCIES

MM.	BULLEMER Bernhard	Physique
	HANO JUN-ICHI	Mathématiques Pures
	STEPHENS Michaël	Mathématiques Appliquées

PROFESSEURS SANS CHAIRE

MM.	BEAUDOING André	Pédiatrie
Mme	BERTRANDIAS Françoise	Mathématiques Pures
MM.	BERTRANDIAS Jean-Paul	Mathématiques appliquées
	BIAREZ Jean-Pierre	Mécanique
	BONNETAIN Lucien	Chimie minérale
Mme	BONNIER Jane	Chimie générale
MM.	CARLIER Georges	Biologie végétale
	COHEN Joseph	Electrotechnique
	COUMES André	Radioélectricité
	DEPASSEL Roger	Mécanique des Fluides
	DEPORTES Charles	Chimie minérale
	GAUTHIER Yves	Sciences biologiques
	GAVEND Michel	Pharmacologie
	GERMAIN Jean Pierre	Mécanique
	GIDON Paul	Géologie et Minéralogie
	GLENAT René	Chimie organique
	HACQUES Gérard	Calcul numérique
	JANIN Bernard	Géographie
Mme	KAHANE Josette	Physique
MM.	MULLER Jean-Michel	Thérapeutique
	PERRIAUX Jean-Jacques	Géologie et minéralogie
	POULOUJADOFF Michel	Electrotechnique
	REBECQ Jacques	Biologie (CUS)
	REVOL Michel	Urologie
	REYMOND Jean-Charles	Chirurgie générale
	ROBERT André	Chimie papetière
	DE ROUGEMONT Jacques	Neurochirurgie
	SARRAZIN Roger	Anatomie et chirurgie
	SARROT-REYNAULD Jean	Géologie
	SIBILLE Robert	Construction Mécanique
	SIROT Louis	Chirurgie générale
Mme	SOUTIF Jeanne	Physique générale

MAITRES DE CONFERENCES ET MAITRES DE CONFERENCES AGREGES

Mle	AGNIUS-DELORD Claudine	Physique pharmaceutique
	ALARY Josette	Chimie analytique
MM.	AMBLARD Pierre	Dermatologie
	AMBROISE-THOMAS Pierre	Parasitologie
	ARMAND Yves	Chimie
	BEGUIN Claude	Chimie organique
	BELORIZKY Elie	Physique
	BENZAKEN Claude	Mathématiques Appliquées
	BILLET Jean	Géographie
	BLIMAN Samuel	Electronique (EIE)
	BLOCH Daniel	Electrotechnique
Mme	BOUCHE Liane	Mathématiques (CUS)
MM.	BOUCHET Yves	Anatomie
	BOUVARD Maurice	Mécanique des Fluides

MM.	BRODEAU François	Mathématiques (IUT B)
	BRUGEL Lucien	Energétique
	BUISSON Roger	Physique
	BUTEL Jean	Orthopédie
	CHAMBAZ Edmond	Biochimie médicale
	CHAMPETIER Jean	Anatomie et organogénèse
	CHIAVERINA Jean	Biologie appliquée (EFP)
	CHIBON Pierre	Biologie animale
	COHEN-ADDAD Jean-Pierre	Spectrométrie physique
	COLOMB Maurice	Biochimie médicale
	CONTE René	Physique
	COULOMB Max	Radiologie
	CROUZET Guy	Radiologie
	DURAND Francis	Métallurgie
	DUSSAUD René	Mathématiques (CUS)
Mme	ETERRADOSSI Jacqueline	Physiologie
MM.	FAURE Jacques	Médecine légale
	GENSAC Pierre	Botanique
	GIDON Maurice	Géologie
	GRIFFITHS Michaël	Mathématiques Appliquées
	GROULADE Joseph	Biochimie médicale
	HOLLARD Daniel	Hématologie
	HUGONOT Robert	Hygiène et Médecine préventive
	IDELMAN Simon	Physiologie animale
	IVANES Marcel	Electricité
	JALBERT Pierre	Histologie
	JOLY Jean-René	Mathématiques Pures
	JOUBERT Jean-Claude	Physique du Solide
	JULLIEN Pierre	Mathématiques Pures
	KAHANE André	Physique générale
	KUHN Gérard	Physique
	LACOUME Jean-Louis	Physique
Mme	LAJZEROWICZ Jeannine	Physique
MM.	LANCIA Roland	Physique atomique
	LE JUNTER Noël	Electronique
	LEROY Philippe	Mathématiques
	LOISEAUX Jean-Marie	Physique Nucléaire
	LONGEQUEUE Jean-Pierre	Physique Nucléaire
	LUU DUC Cuong	Chimie Organique
	MACHE Régis	Physiologie végétale
	MAGNIN Robert	Hygiène et Médecine préventive
	MARECHAL Jean	Mécanique
	MARTIN-BOUYER Michel	Chimie (CUS)
	MAYNARD Roger	Physique du Solide
	MICHOULIER Jean	Physique (I.U.T. "A")
	MICOUD Max	Maladies Infectieuses
	MOREAU René	Hydraulique (INP)
	NEGRE Robert	Mécanique
	PARAMELLE Bernard	Pneumologie
	PECCOUD François	Analyse (IUT B)
	PEFFEN René	Métallurgie
	PELMONT Jean	Physiologie animale
	PERRET Jean	Neurologie
	PERRIN Louis	Pathologie expérimentale
	PFISTER Jean-Claude	Physique du Solide
	PHELIP Xavier	Rhumatologie
Mlle	PIERY Yvette	Biologie animale

MM.	RACHAIL Michel	Médecine interne
	RACINET Claude	Gynécologie et obstétrique
	RENAUD Maurice	Chimie
	RICHARD Lucien	Botanique
Mme	RINAUDO Marguerite	Chimie macromoléculaire
MM.	ROMIER Guy	Mathématiques (IUT B)
	SHOM Jean Claude	Chimie Générale
	STIEGLITZ Paul	Anesthésiologie
	STOEBNER Pierre	Anatomie pathologique
	VAN CUTSEM Bernard	Mathématiques Appliquées
	VEILLON Gérard	Mathématiques Appliquées (INP)
	VIALON Pierre	Géologie
	VOOG Robert	Médecine interne
	VROUSSOS Constantin	Radiologie
	ZADWORNY François	Electronique

MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES

MM.	BOUDOURIS Georges	Radioélectricité
	CHEEKE John	Thermodynamique
	GOLDSCHMIDT Hubert	Mathématiques
	SIDNEY STUARD	Mathématiques Pures
	YACOUD Mahmoud	Médecine légale

CHARGES DE FONCTIONS DE MAITRES DE CONFERENCES

Mme	BERIEL Hélène	Physiologie
Mme	RENAUDET Jacqueline	Microbiologie

Fait le 30 Mai 1972

TABLE DES MATIERES

I. INTRODUCTION

II. MONTAGE EXPERIMENTAL ET PREMIERS RESULTATS

III. CALCUL DE DWBA

1). Calcul de la section efficace
2). Calcul du facteur de forme
3). Paramètres optiques

IV. DISCUSSION

1). Discussion des résultats expérimentaux
2). Résultats du calcul de DWBA
3). Calcul du facteur spectroscopique expérimental

V. CONCLUSION

REFERENCES

TABLE DES MATIERES

I. INTRODUCTION

II. MONTAGE EXPERIMENTAL ET PREMIERS RESULTATS

III. CALCUL DE DWBA

1). Calcul de la section efficace
2). Calcul du facteur de forme
3). Paramètres optiques

IV. DISCUSSION

1). Discussion des résultats expérimentaux
2). Résultats du calcul de DWBA
3). Calcul du facteur spectroscopique expérimental

V. CONCLUSION

REFERENCES

I. INTRODUCTION

Depuis quelques années, de nombreux travaux expérimentaux et théoriques ont porté sur l'existence possible de corrélations à plusieurs nucléons et en particulier les corrélations à quatre nucléons dans les noyaux.

Du point de vue expérimental et dans les noyaux de la couche $f_{7/2}$, de nombreuses expériences de transfert de quatre nucléons ont été réalisées. Mais il s'agit dans la presque totalité des cas, de réactions de stripping telles que la réaction $(^{16}O, ^{12}C)$.

Dans le cas d'une réaction de pick up telle que $(d, ^{6}Li)$ et dans la mesure où cette réaction est bien décrite par un processus direct, cette réaction devrait permettre d'étudier les corrélations à quatre nucléons dans l'état fondamental de la cible.

Certaines réactions de diffusion élastique de deutons et de particules α (1.), ainsi que de diffusion quasi élastique (2.) ont montré que le ^{6}Li était bien décrit comme une particule α plus un deuton. Cette importante structure $d + \alpha$, associée au fait que la particule α est très liée, mais très peu liée au deuton dans le ^{6}Li (E_1 = 1,47MeV), suggère que les réactions $(d, ^{6}Li)$ sont bien adaptées à l'étude du pick up d'une particule α. Aussi de très nombreuses expériences ont elles été réalisées, en particulier sur les noyaux légers, ^{12}C, ^{16}O, ^{19}F, ^{24}Mg, ^{32}S, ^{40}Ca. (3.)(4.)(5.)(6.)(7.)(8.)(9.). Dans ces réactions bien souvent, seul le niveau fondamental du noyau résiduel a été observé et parfois le premier excité.

Une expérience sur le ^{58}Ni a aussi été faite (5.) à 21MeV avec l'observation du niveau fondamental du ^{54}Fe uniquement. Citons également une expérience sur le ^{68}Zn (9.) avec des deutons de 27MeV.

Nous avons étudier les réactions (d,^{6}Li) sur les noyaux ^{40,42}Ca, ^{56}Fe, ^{58}Ni avec des deutons de 28MeV. Ces réactions nous ont permis d'atteindre des niveaux jusqu'à des énergies d'excitation de 5MeV environ. Notre étude s'est limitée à celles des premiers et seconds niveaux 0^{+} et 2^{+} atteints dans les noyaux résiduels.

Une analyse théorique a été faite dansle cadre de la DWBA en utilisant l'approximation de portée nulle et dans le cadre d'un modèle schématique pour la description des noyaux initieux et fineux. Malgré les approximations faites dans de tels calculs, ceux-ci permettent de mettre en évidence le caractère direct de la réaction (d,^{6}Li) et d'obtenir des renseignements qualitatifs sur les fonctions d'onde des noyaux cibles, ainsi que sur les paremètres importants dans la description d'une telle réaction. D'autre part nous nous sommes attachés à faire une analyse cohérente pour l'ensemble des noyaux étudiés, ce qui permet une étude comparative des résultats obtenus.

Une analyse des résultats incluant des fonctions d'onde et un facteur de forme plus réaliste ainsi qu'un calcul de DWBA avec une portée finie devrait même pouvoir donner un test assez précis des fonctions d'onde.

II. MONTAGE EXPERIMENTAL

Pour ces réactions nous avons utilisé le faisceau de deutons de 28MeV du cyclotron de Grenoble. Le faisceau de deutons était analysé (Figure.1.) et la dispersion en énergie était de l'ordre de 20 à 30keV. Le faisceau est focalisé sur les fentes F_1 qui servent de point objet pour le système d'analyse. Entre les deux aimants du système d'analyse sont situées les fentes F_3 , point in--termédiaire de focalisation. Le faisceau arrive ensuite sur les fentes F_5 qui sont les fentes d'analyse, c'est le point image du système d'analyse. Entre les fentes F_1 et les fentes F_5 le grandissement est de 0.4 . Les ouvertures de ces fentes sont de 4mm pour F_1, de 8mm pour F_3, et de 4mm pour F_5. Le reste de la voie sert uniquement au transport du faisceau: le point image F_5 est transporté sur la cible située dans la chmbre à diffusion. Les particules émises sont détectées par des compteurs montés sur des bras mobiles.

Le faisceau était arreté dans un cylindre de Fara--day. L'intensité sur le cible était de l'ordre de 300nA.

Les noyaux étudiés sont les $^{40,42}Ca$, le ^{56}Fe et le ^{58}Ni. Un spectre a également été fait avec une cible de ^{54}Fe.

Il s'agissait de cibles naturelles dans le cas du ^{40}Ca et du fer, de cibles isotopiques pour les deux autres noyaux. Ces cibles étaient autoportauses pour trois d'entre elles, seul le ^{42}Ca était déposé sur un support de carbone. Elles ont toutes été obtenues par évaporation, le ^{42}Ca directement sur son support de carbone, les trois autres ayant été évaporées sur du polystyrène lequel a ensuite été dissous dans du dioxane.

Les épaisseurs étaient de 120μg pour le ^{40}Ca, de 150μg pour le ^{42}Ca, de 100μg pour le ^{58}Ni et de 300μg pour le fer.

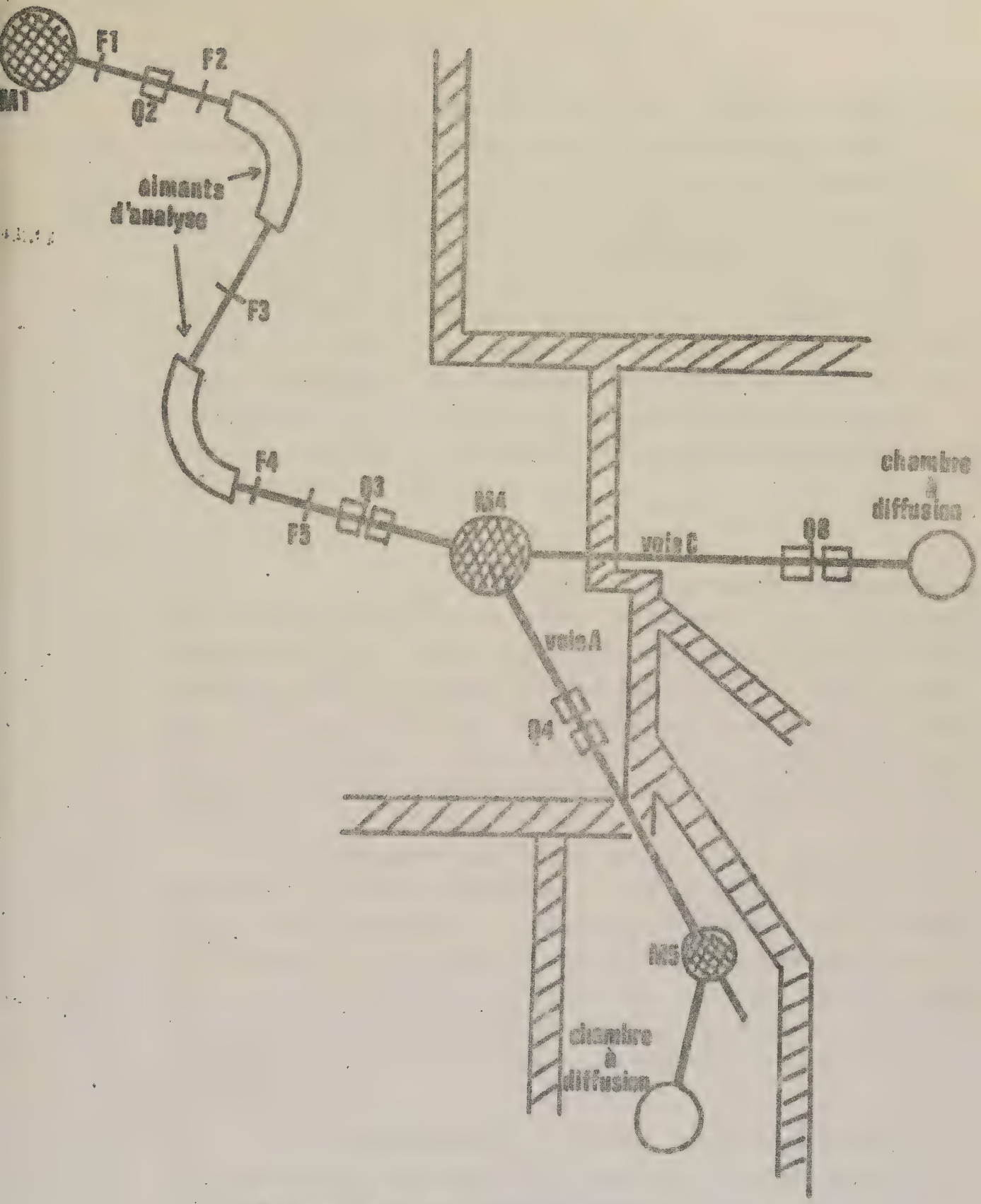


Schéma de la voie analysée

M = aimant de déviation

F = fentes d'analyse

Q = aimant de focalisation

béton

La grande différence entre les pertes d'énergie des deutons et des ^{6}Li imposait de telles épaisseurs. Ainsi dans le ^{40}Ca, pour une épaisseur de cible de 100$\mu g/cm^2$ la perte d'énergie des deutons est de 2keV alors que pour les ^{6}Li elle est de 60keV. Dans le cas général, la résolution était cependant limitée par l'épaisseur de cible.
Les épaisseurs ont été mesurées lors de l'évaporation à l'aide d'un quartz. Une autre méthode pour mesurer ces épaisseurs a également été utilisée: nous avons découpé une surface connue de la cible et par dosage dans un spectre de flamme, la quantité de matière utile contenue dans cet échantillon a pu être déterminée.

Lors de la première expérience, sur les noyaux de ^{40}Ca et ^{58}Ni, la détection des ^{6}Li était assurée par deux téléscopes à deux compteurs, chacun d'eux comprenant une jonction E et une jonction $\bar{E}$. L'identification des particules était effectuée par la méthode du temps de vol.(Figure 2.). Les jonctions avaient une épaisseur de 100μ et 135μ, suffisante pour arreter les ^{6}Li les plus énergétiques.

Le temps de vol était pris entre le signal temps donné par le préamplificateur de charge de la jonction E et la haute fréquence du cyclotron. Ce système nous a permis de détecter des ^{6}Li jusqu'à une énergie d'excitation de 5MeV environ. Au delà, la méthode ne permettait pas de faire la distinction entre les ^{6}Li et les particules α d'énergie inférieure à 14MeV qui étaient également arretées dans la jonction E.

Les évènements ^{6}Li étaient très peu nombreux et le temps de vol dépendant de l'énergie, il était impossible de mettre, àpriori, une fenêtre sur le temps de vol des particules pour conditionner l'acquisition d'un évènement. Nous avons donc utilisé une représentation biparamétrique où le temps de vol représentait la coordonnée Y et l'énergie

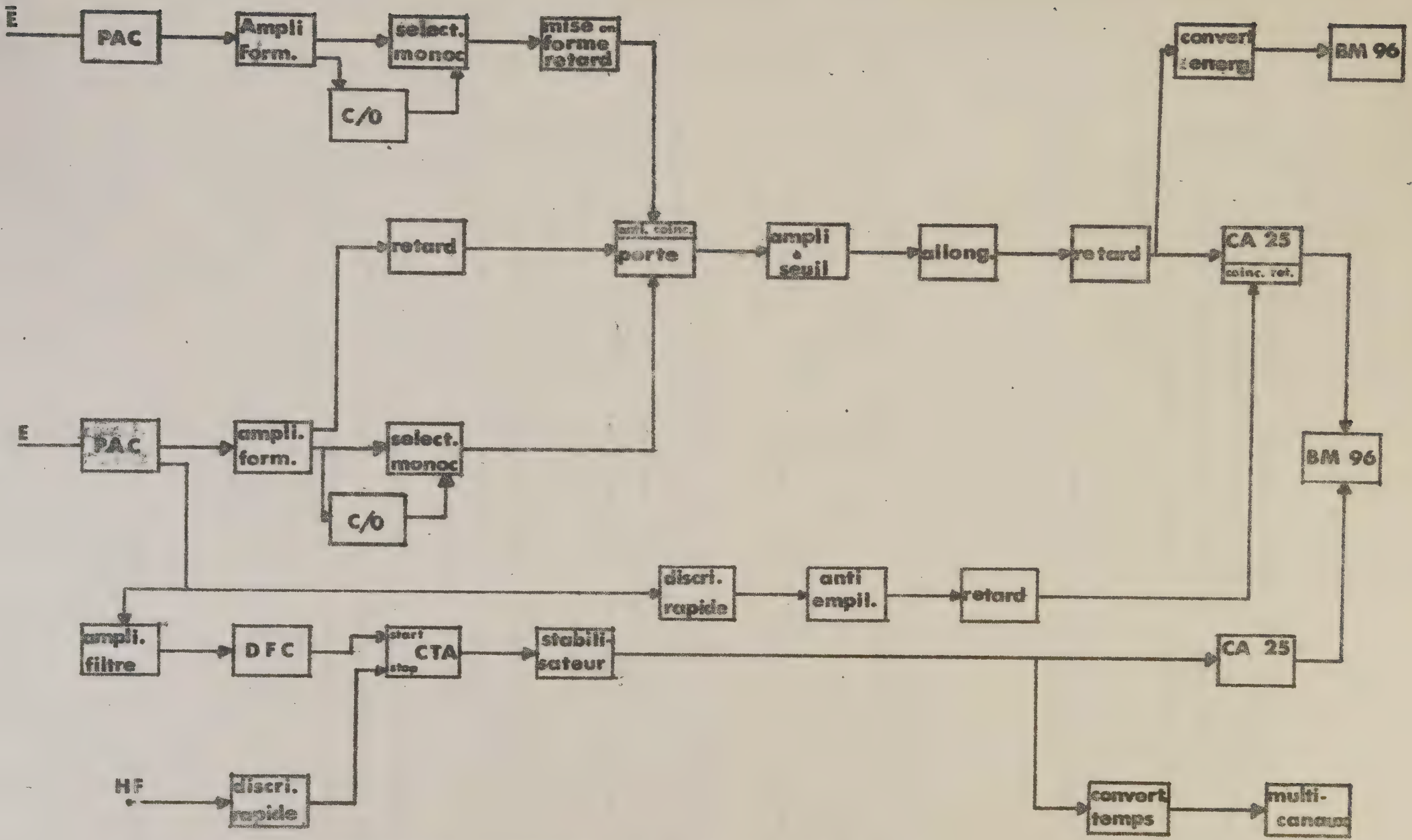


Fig2 Schéma de l'électronique du temps de vol.

la coordonnée X.

Pratiquement les données se présentaient sous forme de 16 zones de 256 canaux, chaque zone représentant le spectre en énergie pour une bande de temps de vol de 2ns. Pour une énergie donnée, la totalité des évènements ^{6}Li s'étalait sur trois zones.

Cette méthode nous a permis dans une certaine mesure de séparer les particules α des ^{6}Li mais surtout de réduire le bruit de fond de façon importante.

De façon à pouvoir observer si la réaction (d,^{6}Li) excitait de façon importante des niveaux à plus haute énergie d'excitation, lors de la seconde expérience, sur les noyaux ^{42}Ca et ^{56}Fe, nous avons utilisé deux téléscopes à deux compteurs mais cette fois avec des jonctions ΔE et E.

Les jonctions ΔE avaient une épaisseur de 26μ et 30μ, les jonctions E associés ayant respectivement 135μ et 100μ d'épaisseur. La faible épaisseur des jonctions ΔE permettait d'éliminer les protons, les deutons, les He^{3}, et les He^{4}, simplement en mettant un seuil sur les signaux ΔE. Ainsi sur le compteur de 26μ, en mettant un seuil à 3MeV pratiquement toutes les particules citées ci-dessus étaient éliminées. De plus ce seuil n'était pas critique puisque la perte minimale des ^{6}Li était environ de 4MeV.

L'ensemble ΔE,E était relié à un identificateur de Goulding-Landis. (Figure 3.). Pour cette expérience les deux téléscopes étaient montés sur le même bras, faisant entre eux un angle de 8°. L'autre bras supportait une jonction de 3mm permettant de détecter les deutons élastiques. Cette jonction servait de moniteur.

Dans chacune de ces deux expérien-

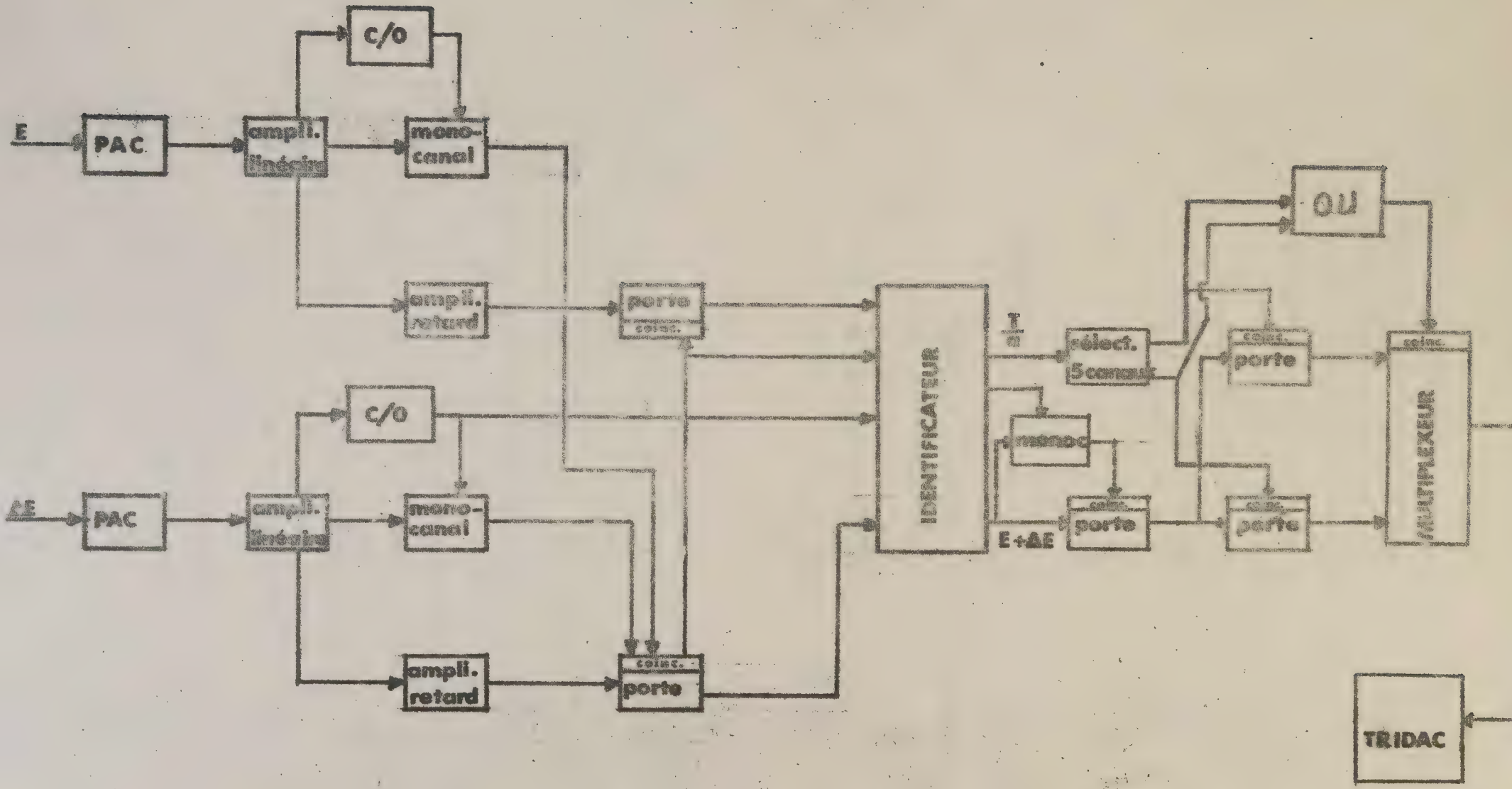


Fig.3 Schéma de l'électronique pour l'identification

-ces la largeur du diaphragme placé devant les compteurs était de 7mm, de façon à obtenir une ouverture angulaire de 1°, ce qui correspondait à une dispersion cinématique de 50keV environ. L'angle solide correspondant était égal à $4,10^{-4}$ stéradians. Les électrons secondaires étaient éli-minés par un petit aimant placé autour des diaphragmes. Les spectres étaient stockés sur BM86 puis transférés sur le PdP9 où l'on pouvait les analyser. La méthode d'analyse des résultats a été décrite en détail par ailleurs. (10.).

RESULTATS

Dans la première expérience la méthode du temps de vol nous a donné un bruit de fond pratiquement négligeable mais nous n'avons pu obtenir des niveaux que jusqu'à une énergie de 5MeV d'excitation. (Figures 4et 5.). La résolution était de l'ordre de 100keV à 180keV suivant les angles.

Pour la seconde expérience, où l'on uti-lisait un identificateur, nous n'avons pu observer de transitions importantes correspondant à de hautes énergies d'excitation. D'autre part, les impuretés, représentées ici par le carbone et l'oxygène, empêchent l'observation à haute énergie de niveaux relativement peu excités. En effet, si on se place à un angle de 30°, le rapport des sections efficaces est de 20 dans une comparaison entre les réactions (d,^{6}Li) sur les noyaux ^{12}C et ^{42}Ca. Pour les niveaux observés le bruit de fond n'était pas très important. Suivant les angles la résolution variait de 90keV à 180keV pour le ^{42}Ca, et de 160keV à 250keV pour le fer. La mau-vaise résolution dansle cas du fer est due à l'épaisseur de cible. (Figures 6 et 7.).

Sur aucun des spectres obtenus, que se soit par l'une ou l'autre méthode, nous n'avons pu détecter la pré-sence de ^{7}Li.

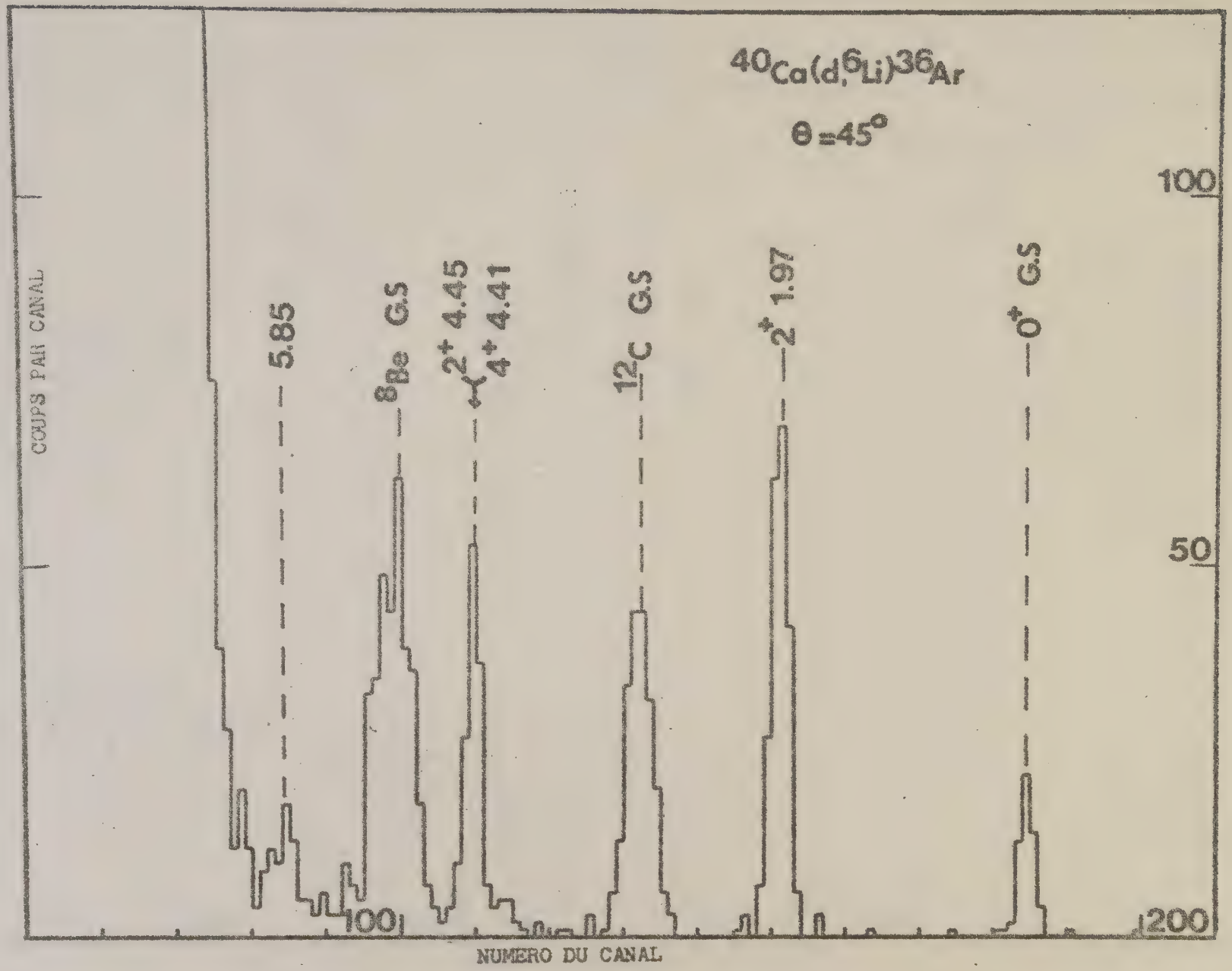
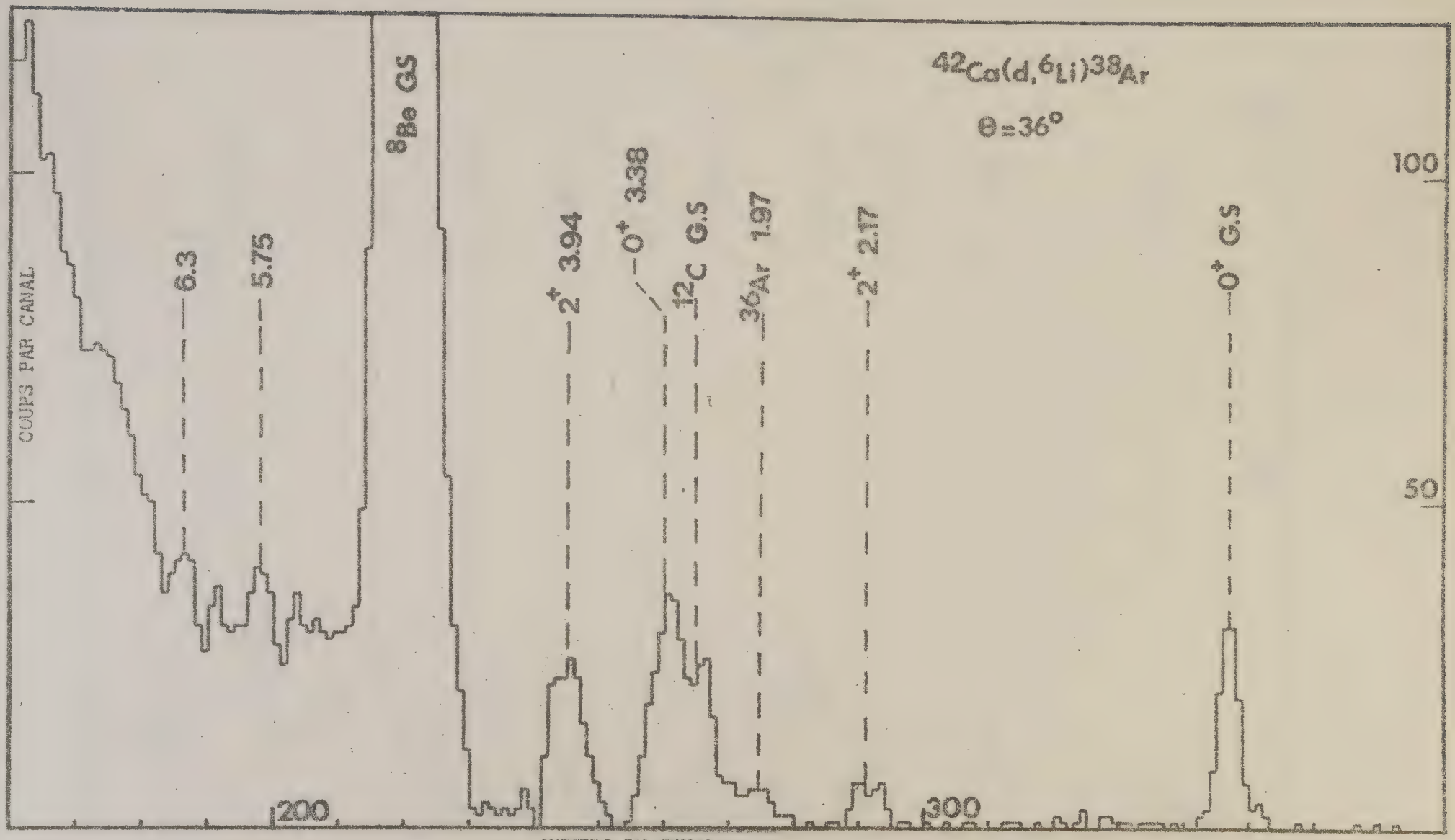


Fig. 4 Spectre de la réaction $^{40}Ca(d,^{6}Li)$.


$^{42}Ca(d,^{6}Li)^{38}Ar$
θ=36°
COUPS PAR CANAL
NUMERO DU CANAL
100
50
200
300
^{8}Be GS
6.3
5.75
2^+ 3.94
0^+ 3.38
^{12}C G.S
^{36}Ar 1.97
2^+ 2.17
0^+ G.S

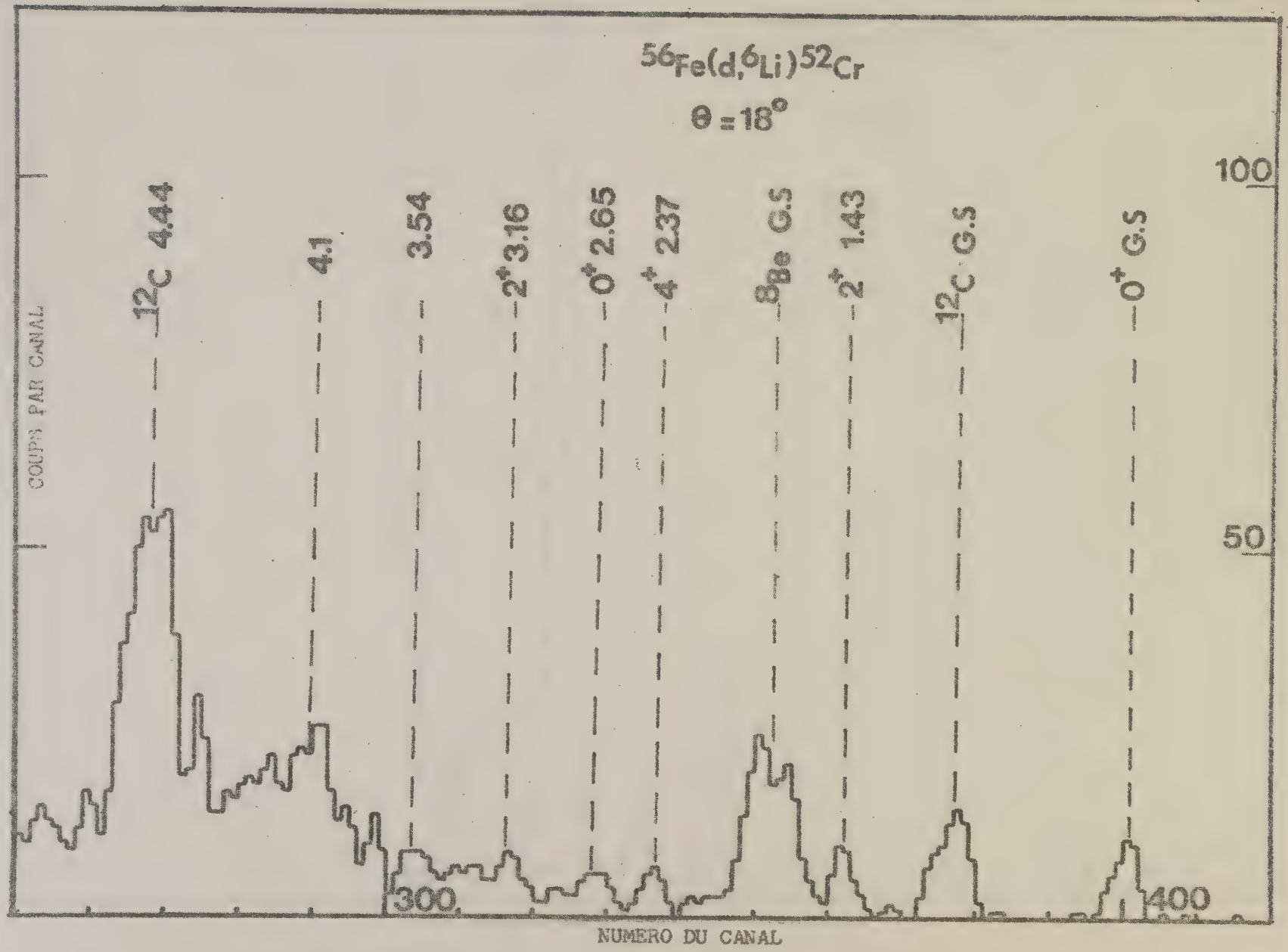


Fig. 6 — Spectre de la réaction ^{56}

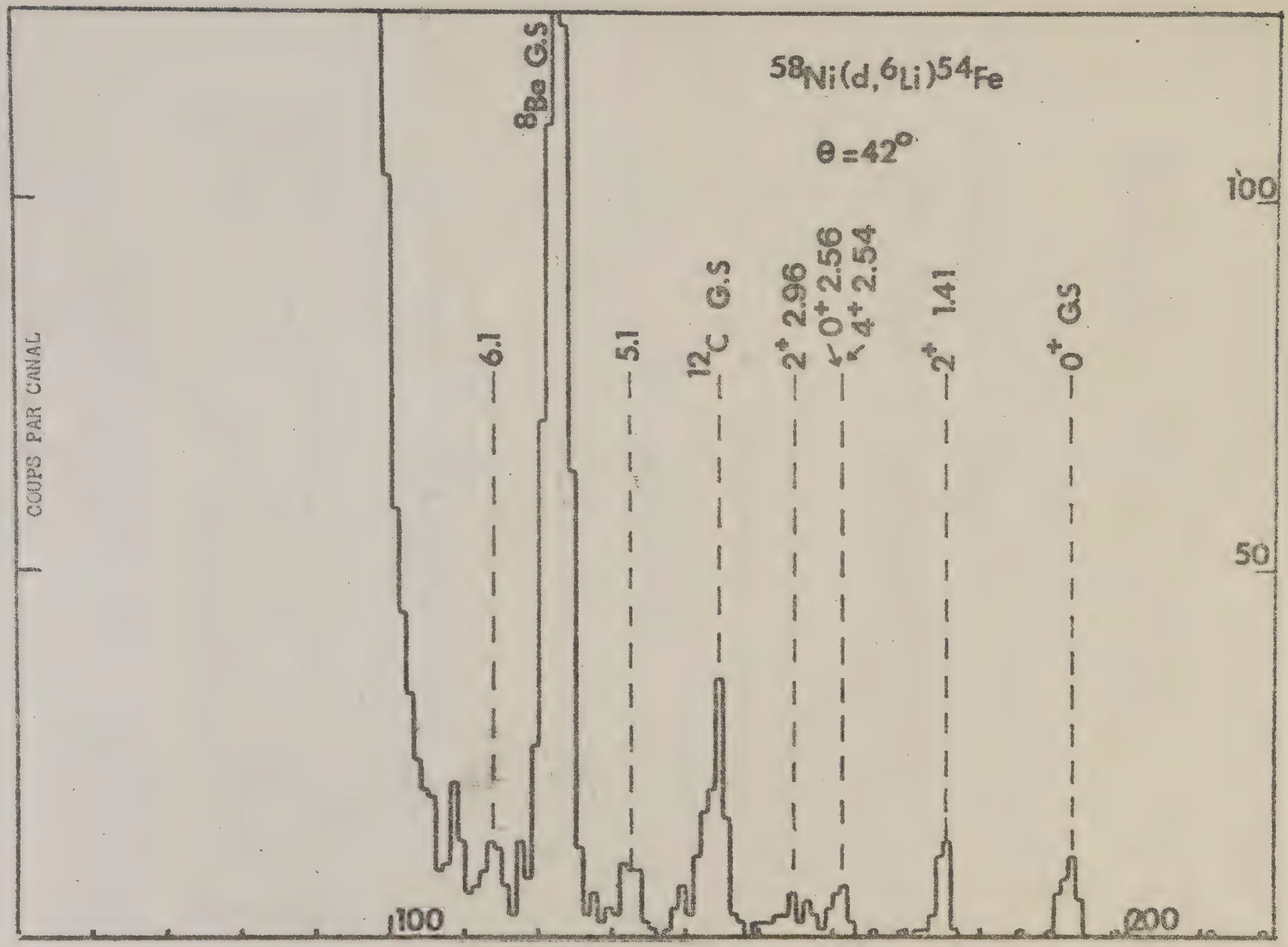


Fig. 7 Spectre de la réaction $^{58}Ni(d,^{6}Li)$.

III. CALCUL DE DWBA.

1). Calcul de la section efficace

Les calculs de section efficace sont faits dans le cadre de la DWBA. Dans le cas d'une réac-tion de pick up d'une particule x telle que:

$$a + A \text{ ----- } B + b \qquad \text{où:} \quad A = B + x \qquad b = a + x$$

la section efficace s'écrit:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_a \mu_b}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_b}{k_a} \frac{1}{(2J_a+1)(2J_A+1)} \sum_{\substack{M_a M_b \\ M_A M_B}} |T_{ab}|^2$$

avec:

μ_i = masse réduite de la particule i

k_i = impulsion de la particule i

J_a = spin de la particule incidente

J_A = moment angulaire total de la cible

$$T_{ab} = \langle \varphi_b \varphi_B \chi_b^- | V_{a\alpha} | \chi_a^+ \varphi_A \varphi_\alpha \rangle$$

où:

χ = ondes distordues

φ_b = fonction d'onde de la particule b

φ_B = fonction d'onde du noyau B

Le calcul de l'amplitude T_{ab}, assez complexe dans le cas général, a été fait par I.Rotter.(11.). Elle montre en par-ticulier qu'il est impossible de factoriser T_{ab} en une partie dépendant de A et une partie dépendant de b, comme on le verra plus loin.

Dans une publication récente, Bock et Yoshida en on donné un compte rendu plus détaillé. (12.). Nous résu-

-mons ici les étapes essentielles du calcul en conservant globalement leur système de notation.
L'amplitude de transition s'écrit sous la forme:

$$T_{ab} = \langle \chi_b^- | \langle T_B J_B M_B, T_A J_A M_A | V | T_b J_b M_b, T_a J_a M_a \rangle | \chi_a^+ \rangle$$

où $\langle T_B J_B M_B, T_A J_A M_A \rangle$ représente une intégration sur les coordonnées du noyau le plus léger, ici B.

Si on explicite les fonctions d'onde dans le couplage L.S, on obtient pour cette intégration:

$$\langle T_B J_B M_B, T_A J_A M_A \rangle = \sum_{\substack{[\lambda_1] T_1 S_1 \\ L_1 J_1}} \langle J_B M_B I_1 M_1 | J_A M_A \rangle$$

$$* \langle S_1 M_{S_1} L_1 M_{L_1} | I_1 M_1 \rangle \theta_1([\lambda_1] T_1 S_1 L_1 J_1) | \nu [\lambda_1] T_1 S_1 L_1 \rangle$$

$[\lambda_1]$ désigne la symétrie dans le schéma du couplage L.S

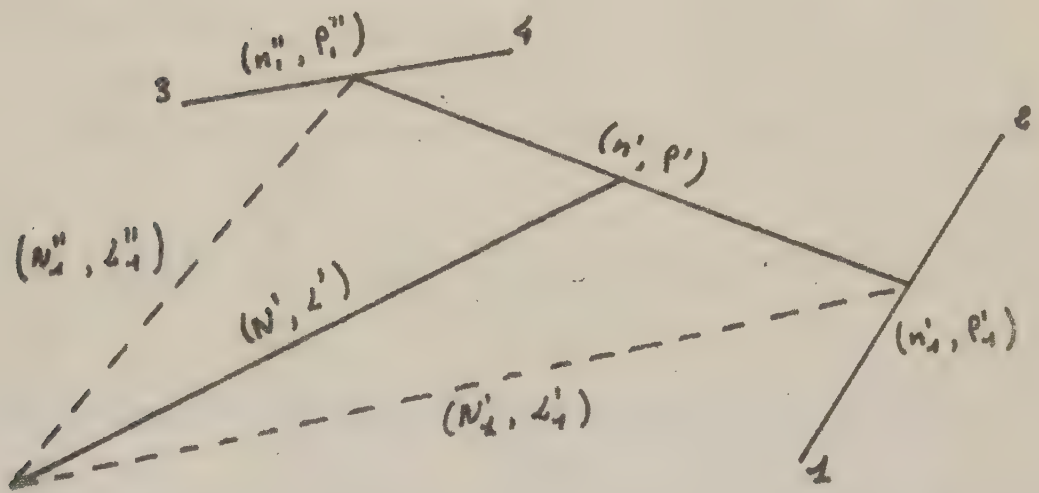
Le terme θ_1 contient l'information spectroscopique sur le noyau A.
Si les ν particules sont piquées dans la même orbite 1, θ_1 comprend les coefficients de mélange de configuration, le coefficient de parenté fractionnelle, plus le coefficient 9J provenant du passage du couplage j.j au couplage L.S . Si les ν particules étaient piquées dans deux couches différentes, le terme θ_1 contiendrait deux coefficients de parenté fractionnelle et des coefficients géométriques supplémentaires.

On obtient une expression similaire pour le recouvrement des particules légères a et b où l'indice 1 est remplacé par l'indice 2. Dans le cas du transfert de plusieurs nucléons, les fonctions d'onde $|\nu [\lambda_2] L_2 S_2 T_2\rangle, |\nu [\lambda_b] L_2 S_2 T_2\rangle$ doivent être décomposées en une fonction qui rend compte du mouvement interne des ν nucléons et une fonction d'onde qui rend compte du mouvement de leur centre de masse. Ceci peut être fait en utilisant les coefficients de Talmi-Moshinsky. (13.).

On va traiter par exemple le cas du pick up de quatre nucléons. On va tout d'abord coupler les nucléons par paires. La règle de conservation de l'énergie nous in--dique que:

$$2(n_1 + n_2) + l_1 + l_2 = 2(N_1' + n_1') + L_1' + l_1'$$

$$2(n_3 + n_4) + l_3 + l_4 = 2(N_1'' + n_1'') + L_1'' + l_1''$$



où n_i et l_i désignent le nombre de noeuds et le moment angulaire caractérisant chaque nucléon piqué.

Ensuite on couple les deux paires obtenues ci-dessus et en appliquant une fois de plus la règle de conservation de l'énergie on obtient:

$$2(N_1' + N_1'') + L_1' + L_1'' = 2(N' + n) + L' + l'$$

Les indices (n,l) caractérisent les mouvements internes tandis que les indices (N,L) caractérisent le mouvement relatif par rapport au coeur.

Les moments angulaires vérifient les relations sui--vantes:

$$\vec{L}_1 = \vec{l}_1 + \vec{l}_2 + \vec{l}_3 + \vec{l}_4$$
$$= \vec{L}' + (\vec{l} + \vec{l}_1'' + \vec{l}_1')_{\lambda'}$$

La transformation s'écrit sous la forme:

$$\left| \nu[\lambda_1]\, \lambda_1 S_1 T_1 \right\rangle = \sum_{\substack{n'\lambda' \\ N'L'}} K(n'\lambda', N'L'; L_1) \left[\varphi_{N'L'}\, \varphi_{n'\lambda'} \right]_{L_1 S_1 T_1}$$

où le coefficient K(n'l',N'L') contient les coefficients de Moskinsky. Après intégration sur les variables internes, et aprés avoir effectué les sommes sur les projections des moments magnétiques, la section efficace s'écrit finalement:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_a \mu_b}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_b}{k_a} \frac{2J_b+1}{2J_a+1} \sum_{\substack{L\,M \\ J_1 J_2}} \left| \sum_{\substack{N'L' \\ L''N''}} B_{LJ_1J_2}(N'L', N''L'')\, \beta_{LM}(\theta) \right|^2$$

où l'amplitude de transfert $\beta_{LM}(\theta)$ s'écrit sous la forme:

$$i^L \sqrt{2L+1}\ \beta_{LM}(\theta) = \left\langle \chi_b^-(\vec{r}_{bB}) \middle| \rho_{LM}(\vec{r}_{xa}, \vec{r}_{xB}) \middle| \chi_a^+(\vec{r}_{aA}) \right\rangle$$

f_{LM} est le facteur de forme qui contient les fonctions d'on-des des ν particules dans A et b.

$$\rho_{LM} = \sum_{M_{L_1}, M_{L_2}} \langle L_1 M_{L_1}\, L_2 M_{L_2} \mid L\, M \rangle (-1)^{M_{L_2}} \varphi_{N''L''}(\vec{r}_{xa})\, V(|\vec{r}_{xa}|)\, \varphi_{n'l'}(\vec{r}_{xa}$$

où V est le potentiel d'interaction entre x et a.

Le calcul exact de $\beta_{LM}(\theta)$ est compliqué car il fait intervenir une intégrale à 6 dimensions. C'est le calcul de portée finie, qui se simplifie beaucoup si on fait l'approximation de portée nulle. On en reparlera dans le calcul du facteur de forme.

Le terme $B_{LJ_1J_2}(N'L', N''L'')$ est égal à:

$$B_{LJ_1J_2}(N'L', N''L'') = \sum_{\substack{LST \\ L_1L_2}} (-1)^{S+L_2+L_1-J_1} \sqrt{2L+1}\ W(L_1 J_1 L_2 J_2 ; SL)$$
$$* \theta_1([\lambda] T S L_1 J_1)\ \theta_2([\lambda] T S L_2 J_2)$$
$$* K^{\nu}_{LL_1L_2}(N'L', N''L'') \left(\frac{A}{B}\right)^{N'+L'} \left(\frac{b}{a}\right)^{N''+L''} \left[\binom{\nu_A}{\nu}\binom{\nu_b}{\nu}\right]^{1/2}$$

L'intégration sur les variables internes a donné $T_1 = T_2$, $S_1 = S_2$, $n' = n''$, $\lambda' = \lambda''$, $[\lambda_1] = [\lambda_2]$ donc il ne reste qu'une somme sur T, S, $[\lambda]$.

$\binom{\nu_A}{\nu}$ désigne le nombre de combinaisons de particules prises dans ν_A

ν_A est le nombre de particules actives

$\left(\frac{A}{B}\right)^{N'+L'}$ Ce coefficient est un terme de correction. On le met pour tenir compte du fait que le centre de masse du système B + x n'est pas le centre de B comme le prévoit le modèle en couches.

Le coefficient $K^{\nu}_{LL_1L_2}(N'L', N''L'')$ contient les coefficients de Talmi, ainsi que le coefficient de Racah $W(L_1L'\ L_2L''; \lambda L)$ où λ est le mouvement interne des ν particules.

La présence dans le coefficient $B_{LJ_1J_2}$ des deux coefficients de Racah $W(L_1L'\ L_2L''; \lambda L)$ et $W(L_1J_1\ L_2J_2; SL)$ ne permet pas en général de séparer $B_{LJ_1J_2}$ en deux facteurs spectroscopiques indépendants, l'un caractéristique de la cible A , l'autre caractéristique de la particule b. Il est nécéssaire pour cela d'avoir $\lambda = 0$ et $S = 0$.

Dans le cas particulier du transfert d'une particule α on a précisément $n = 0$, $\lambda = 0$ ainsi que $S = 0$, $T = 0$.

Ceci entraine des simplifications considérables car on a maintenant:

$$L_1 = L' = J_1 \qquad L_2 = L'' = J_2 \qquad \text{avec toujours } \vec{L} = \vec{L}_1 + \vec{L}_2$$

On obtient alors:

$$B_{LJ_1J_2} = (-1)^L \sqrt{2L+1}\, B_{L_1} B_{L_2}$$

Dans ces conditions on peut écrire la section efficace sous la forme:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_a \mu_b}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_b}{k_a} \frac{2J_b+1}{2J_a+1} \sum_{\substack{L\,M \\ L_1 L_2}} \left| \sum_{N'N''} S^{1/2}_{N'L_1} S^{1/2}_{N''L_2} \beta^{N'L_1, N''L_2}_{LM}(\theta) \right|^2$$

Les facteurs spectroscopiques de la cible et du projectile ont été séparés, mais il reste une somme cohérente sur N_1 et N_2. Ce dernier point semble avoir été oublié au dernier moment par Bock et Yoshida dans la section efficace. S'il n'y a qu'un seul état relatif dans les particules lourdes et dans les particules légères, la somme devient incohérente et l'on peut écrire:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_L S_{L_1} S_{L_2} \sigma_{L_1 L_2 L}$$

Plaçons- nous maintenant dans le cas des réactions (d, ^{6}Li). Le ^{6}Li est bien représenté comme un deuton plus une particule α dans un état relatif s, c'est à dire que l'on a $L_2 = 0$. Dans ce cas on a $L_1 = L$, donc le moment angulaire transféré est bien égal au moment du "cluster" piqué par rapport au coeur.
Dans le ^{6}Li la particule α peut être caractérisée soit par $N'' = 0$, $L_2 = 0$ ou encore par $N'' = 1$, $L_2 = 0$.

Si on a N" = 0, L_2 = 0, on suppose que les quatre particules sont dans un état ls. Si N" = 1, L_2 = 0 cela veut dire que pour faire le particule α on a pris deux nucléons dans le couche ls et les deux autres dans la couche lp. On devrait tenir compte de ces deux possibilités mais les programmes existants ne le permettent pas. Le choix entre les deux possibilités n'est pas fait et les auteurs utilisent soit l'une, soit l'autre. (8.), (4.).

L est le moment angulaire transféré. Dans le cas de réaction avec des cibles $J^{\pi} = 0^{+}$ les règles de sélection sont très simples. On a:

$$J_f = L$$
$$\pi_f = (-1)^L$$

La section efficace devient alors:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_a \mu_b}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_b}{k_a} \frac{2J_b+1}{2J_a+1} S(\ell_i j_i) \cdot S_i(\text{cible}) \cdot \sigma_i$$

2). Calcul du facteur de forme

Nous rappelons le formule du facteur de forme:

$$f_{LM}(\theta) = \sum_{M_{L_1} M_{L_2}} \langle L_1 M_{L_1} L_2 - M_{L_2} | L M \rangle (-1)^{M_{L_2}} \varphi_{n''L''}(\vec{r}_{xa}) V(|\vec{r}_{ax}|) \varphi_{n'L'}(\vec{r}_{xb})$$

Nous avons utilisé pour le calcul de $f_{LM}(\theta)$ l'approxi-

-mation de portée nulle qui permet d'utiliser les codes de DWBA existants, comme par exemple le programme DWUCK. Dans cette approximation on écrit:

$$\varphi_{N''L''}(\vec{r}_{ax}) \, V(|\vec{r}_{ax}|) = D \, \delta(r_{ax})$$

Comme nous avons $L_2 = 0$ dans les réactions $(d, {}^6Li)$, et on doit dans ce programme supposer que $N'' = 0$ également, on a simplement à calculer la fonction $u_{NL}(r)$. Connaissant la valeur de L ainsi que celles de chaque n_i et l_i qui sont données quand on suppose une configuration particulière, on peut en déduire N le nombre de noeuds du facteur de forme.

Pour le calcul de ce facteur de forme on utilise un potentiel de Saxon-Woods:

$$V(r) = V_0 \left(1 + \exp\left(\frac{r - r_0 A^{1/3}}{a} \right) \right)$$

Les valeurs r_0 et a sont données et le programme calcule la valeur de V_0 afin de retrouver l'énergie de liaison de la particule piquée dans la cible. Cette énergie de liaison a été calculée de la manière suivante:

$$E_1 = M_A - (M_B + M_x) - E_{excitation}$$

Cette valeur correspond à un bilan d'énergie exact.

Les paramètres utilisés pour l'état lié sont $r_0 = 1.35fm$ et $a = 0.6fm$. Ces valeurs sont celles qui donnent le meilleur résultat quand à la forme des distributions angulaires. En fait parmi ces valeurs, la plus importante est le paramètre r_0. L'orsque l'on augmente ce paramètre les maxima s'écartent vers les grands angles, les minima se creusent et la section efficace absolue augmente. La valeur que nous avons retenu pour le paramètre r_0, qui est de 1.35fm est

différente des valeurs retenues jusqu'à maintenant par les différents auteurs. Les valeurs utilisées tournent autour de 1.0fm . (7.) (15.) (20.). Le paramètre "a" a peut d'importance, il ne change que très légèrement les rapports entre les maxima. La valeur de ce paramètre est en accord avec les résultats obtenus par d'autres auteurs, les valeurs qu'ils donnent varient de 0.6 à 0.85fm. (7.) (15.) (20.).

Pour le rayon coulombien la valeur retenue est de 1.5fm. Cette valeur a été choisie arbitrairement, une variation de r_c de 1.3fm à 2.2fm ne change pas les distributions angulaires.

Les valeurs de ces paramètres ont été gardées constantes pour tous les calculs DWBA, quelle que soit la réaction considérée.

Lorsque l'on change le nombre de noeuds dans le facteur de forme, la valeur absolue de la section efficace est modifiée ainsi que les rapports entre les amplitudes des maxima. La valeur absolue augmente avec le nombre de noeuds. Ainsi dans le cas du ^{40}Ca, un facteur de forme calculé avec cinq noeuds augmente la section efficace d'un facteur trois par rapport à ce que l'on obtient avec quatre noeuds. Ceci est extrêmement important dans le cas de mélange de configurations, car de petites composantes 2p,2t ou 4p,4t peuvent avoir une grande influence sur le résultat final, influence d'autant plus grande que les amplitudes correspondantes s'ajoutent de façon cohérente.

Ces modifications apportées dans la valeur absolue de la section efficace en changeant le nombre de noeuds sont différentes de celles observées par Dénes et al. (7.) Il obtient lui, une modification de la forme des courbes, ainsi qu'un déphasage très marqué.

cible	V_R(MeV)	a(fm)	r_o(fm)	V_{SO}(MeV)	W_S(MeV)	W_D(MeV)	a_i(fm)	r_i(fm)	r_c(fm)
deutons									
^{40}Ca	95.44	0.804	1.075	6.31		11.81	0.764	1.34	1.3
^{42}Ca									
^{56}Fe	96.67	0.799	1.097	7.07		12.25	0.783	1.27	"
^{58}Ni	96.63	0.816	1.079	6.45		13.47	0.782	1.282	"
^{6}Li									
^{40}Ca	240	0.76	1.2		12		0.9	1.63	1.4
^{42}Ca									
^{56}Fe	240	0.82	1.2		18		0.8	1.6	"
^{58}Ni									
état lié		0.6	1.35						1.5

Tableau 2. Parametres utilisée pour les calcul de DWBA.

$$V(r) = -V_R f(x) - i(W_S - 4a_i W_D \frac{d}{dr}) f(x') + (\frac{h}{m c})^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(x) V_{SO} \underline{L}.\underline{S} + U(r_c)$$

$$f(x) = (1 + e^x)^{-1}$$

$$x = \frac{r - r_o A^{1/3}}{a} \qquad x' = \frac{r - r_i A^{1/3}}{a_i}$$

3). Paramètres optiques

Les paramètres optiques pour les deutons et les ^{6}Li sont présentés dans le tableau 2. Pour les paramètres de deutons nous avons utilisé les pa--ramètres de Newman (16,) calculés pour une énergie inciden--te de 34MeV. Il s'agit des paramètres donnés pour le ^{40}Ca dans le cas des $^{40,42}Ca$, de ceux donnés pour le ^{54}Fe et de ceux donnés pour le ^{60}Ni dans le cas des noyaux ^{56}Fe et ^{58}Ni. Il existe d'autres paramètres pour les deutons, mais nous avons préféré utilisé ceux de Newman car il en existait pour tous les corps que nous avons étudiés. L'énergie de ces deutons est de 34MeV mais les résultats du calcul DWBA pour la réaction $^{40}Ca(d,^{6}Li)^{36}Ar$ comparés avec ceux obtenus en utilisant les paramètres de Gaillard (17,) n'ont montré que de petites différences entre eux.

Pour les ^{6}Li nous avons utilisé les para--mètres de Chuev (18,) calculés pour une énergie de 30MeV. Il existe dans le cas des ^{6}Li deux séries de paramètres, ceux où le potentiel réel de volume est de l'ordre de 50MeV et ceux où il est de 240MeV environ. Chuev ne donne que les paramètres avec un potentiel réel de 240MeV qui permettent d'obtenir un meilleur accord avec la diffusion élastique vers les angles arrières. Nous avons donc utilisé les paramè--tres du ^{40}Ca pour les réactions avec les noyaux $^{40,42}Ca$ et ceux du ^{58}Ni pour les noyaux ^{56}Fe et ^{58}Ni.

Nous avons donc utilisé pour étudier ces réactions, des paramètres optiques cohérents entre eux, car appartenant pour les deutons où les ^{6}Li à une famille unique et provenant d'une analyse systématique. Ceci nous permet de penser que les erreurs d'analyse d'une réaction à l'autre sont éliminées. Cette remarque est surtout vala--ble en ce qui concerne les ^{6}Li car la section efficace

prédite par la DWBA est très sensible au choix des paramè-
-tres correspondants au ^{6}Li.

III. DISCUSSION DES RESULTATS

1). Discussion des résultats expérimentaux

Nous présentons dans le tableau 3 les niveaux que nous avons pu observé dans les différentes réactions et dont nous avons pu tracer les distributions angulaires. Ces distributions angulaires sont tracées sur les figures 8, 9, 10. Ces courbes ont été obtenues pour des angles dans le laboratoire variant de 10° à 70° sauf pour le ^{40}Ca où nous sommes allés jusqu'à 85°.

En fait nous n'avons pas tracé les sections efficaces en fonction de l'angle dans le centre de masse, mais en fonction de kR; Dans cette représentation on élimine une partie des effets géométriques qui sont différents dans les cibles étudiés. On peut observer une grande similitude entre tous ces tracés de section efficace. (Figure 8.) Ceci est caractéristique dans les transitions L = 0 vers les états fondamentaux.
Cette grande similitude dans les tracés en fonction de kR est une indication très nette que la réaction a lieu essentiellement à la surface du noyau.

Expérimentalement les distributions angulaires des sections efficaces obtenues pour les transitions vers les fondamentaux sont non seulement semblables du point de vue de la forme, mais également du point de vue des valeurs absolues. Pour les premiers niveaux 2^+ on constate que la section efficace est identique pour les niveaux de 2.17MeV dans l'^{36}Ar, 1.43MeV dans le ^{52}Cr et 1.41MeV dans le ^{54}Fe alors qu'elle est dix fois plus grande pour le niveau à 1.97MeV dans l'^{36}Ar.

Réactions	$E_{excitation}$	J^{π}
$^{40}Ca(d,^{6}Li)^{36}Ar$	0.	0^+
	1.97	2^+
	4.41	4^+
	4.45	2^+
	5.85	?
$^{42}Ca(d,^{6}Li)^{38}Ar$	0.	0^+
	2.17	2^+
	3.38	0^+
	3.81	3^-
	3.84	2^+
	4.65	?
$^{56}Fe(d,^{6}Li)^{52}Cr$	0.	0^+
	1.43	2^+
	2.37	4^+
	2.65	0^+
	3.11	2^+
	3.16	6^+
$^{58}Ni(d,^{6}Li)^{54}Fe$	0.	0^+
	1.41	2^+
	2.54	4^+
	2.58	0^+
	2.95	6^+
	2.96	2^+
	3.16	2^+
	5.1 ± 0.07	?
	6.1 ± 0.07	?

Tableau 3. Niveaux observés dans les différentes réactions. Les accolades correspondent aux niveaux non séparés et permis par les règles de sélection.

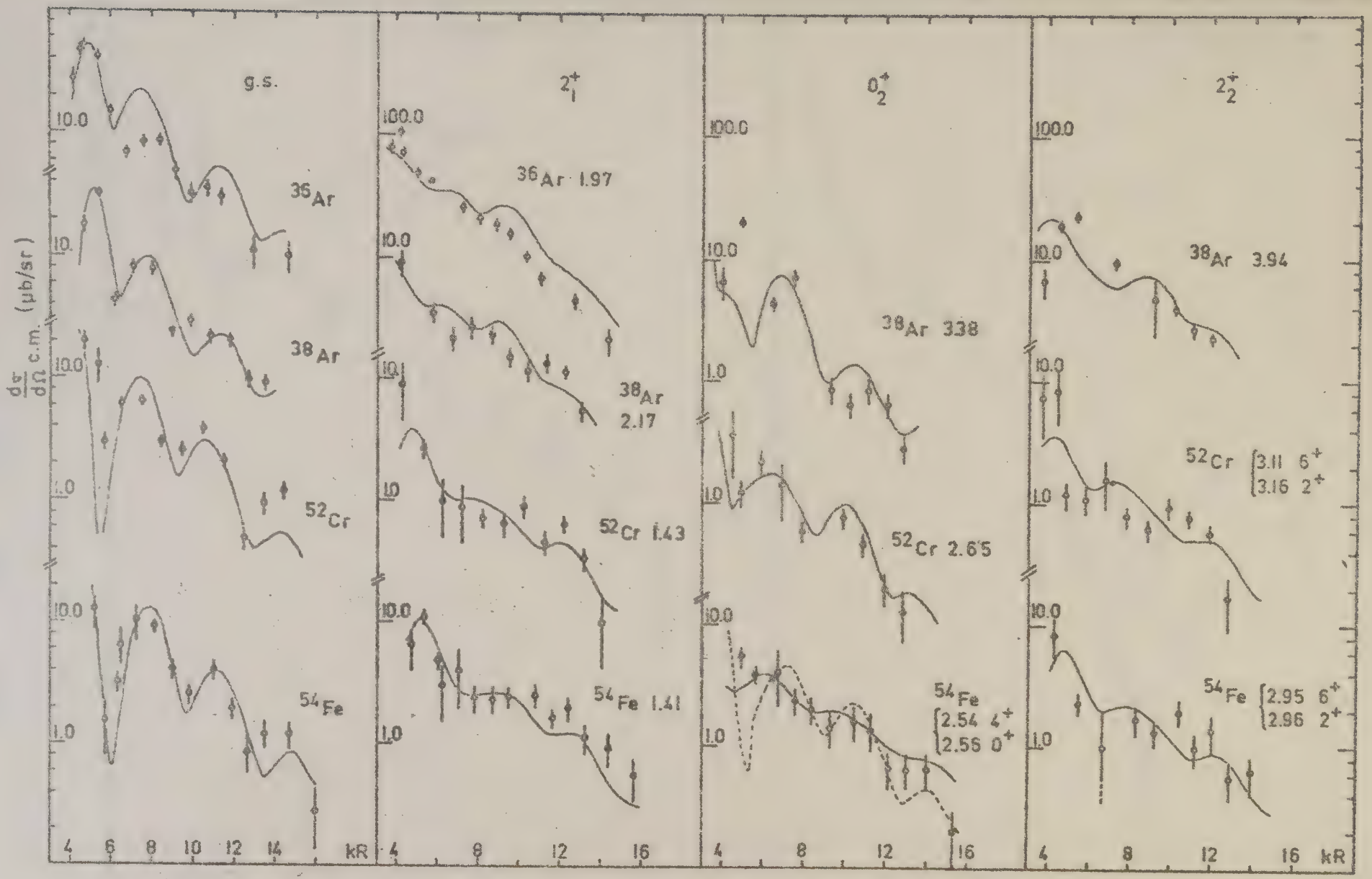


Fig. 8 Comparaison entre les sections efficaces expérimentales et le résultat du calcul DWBA . Les sections efficaces sont tracées en fonction de KR .

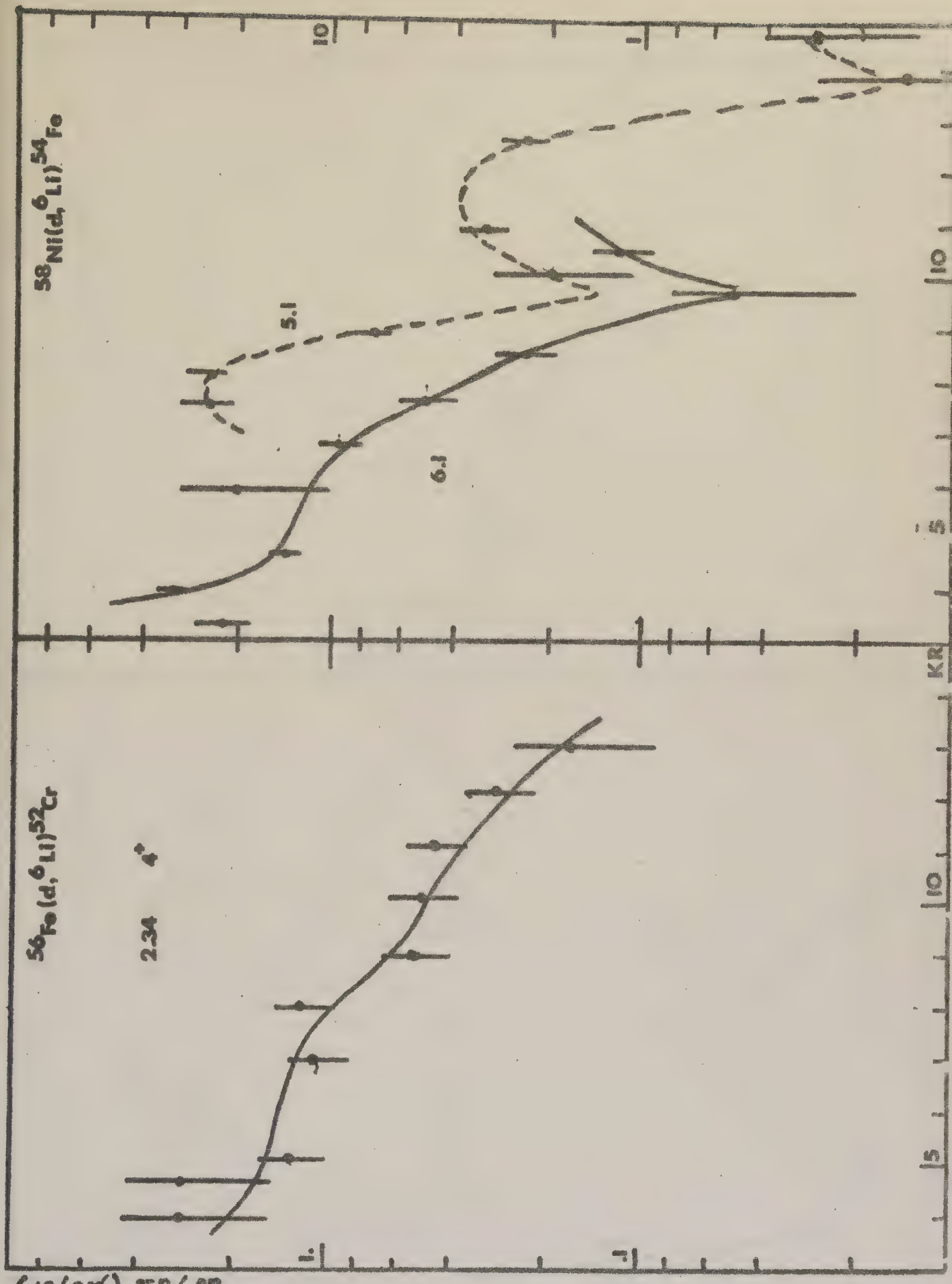


Fig 9 Les courbes sont un guide pour l'œil

Fig 10 Les courbes sont un guide pour l'œil

Les sections efficaces sont données à kR = 7,5 ce qui correspond pour les transitions vers les états fon-damenteaux à un maximum de section efficace et on a indiqué les rapports $\sigma(2^+)/\sigma(0^+)$. Les résultats sont présentés sur le tableau 4.

NOYAU	^{36}Ar	^{38}Ar	^{52}Cr	^{54}Fe	^{50}Cr *
$\sigma(0^+)$ fondamental	8	9,5	7	8	3.5
$\sigma(2^+)$ 1er excité	25	2,5	.7	2,5	
$\sigma(2^+)/\sigma(0^+)$	2,8	0.28	.1	0.28	

Tableau 4. Les sections efficaces sont en μb

* La cible avait une épaisseur de $1mg/cm^2$ Et seul un spectre a été fait à un angle de 30° soit kR = 7,5 .

Le rapport $\sigma(2^+)/\sigma(0^+)$ est dix fois plus grand pour le cas de l'^{36}Ar que pour les autres noyaux. Si l'on suppose que ces noyaux sont décrits par une confi-guration simple, on constate que ce rapport est plus grand lorsque les quatre particules sont piquées dans la même couche. Toujours en supposant une configuration simple, les seconds niveaux 0^+ ET 2^+ dans les noyaux ^{38}Ar, ^{52}Cr, ^{54}Fe peuvent être obtenus en piquant les quatre particules dans le même couche, $d_{3/2}$ pour la réaction $^{42}Ca(d,^6Li)$, $f_{7/2}$ pour les deux autres. On va donc faire le même rapport des sections efficaces, toujours pour kR = 7.5 .
Les résultats sont présentés dans le tableau 5.

NOYAU	^{38}Ar	^{52}Cr	^{54}Fe
$\sigma(0^+)$	7	1.7	2.5[b]
$\sigma(2^+)$	10	1.[a]	2.3[c]
$\sigma(2^+)/\sigma(0^+)$	1.4	.6	1.

Tableau 5. Les sections efficaces sont en μb.

a). Probablement mélangé avec le niveau 6^+ à 3.11MeV.

b). La section efficace, d'après la forme semble etre celle du niveau 4^+ à 2.54MeV et la section efficace du 0^+ est certainement très inférieure.

c). Probablement mélangé avec le niveau 6^+ à 2.95MeV.

Nous observons dans ce cas un rapport qui est dans tous les cas supérieur à celui obtenu pour les mêmes noyaux dans le tableau 4 où l'on supposait que les particules étaient piquées dans des couches différentes. Ceci peut s'expliquer qualitativement par le fait que lorsque l'on pique deux neutrons et deux protons dans la même couche, on a plus de possibilité pour faire un état 2^+ que lorsque l'on pique deux protons dans une couche et deux neutrons couplés à J = 0 sur une autre couche. Ceci revient à dire que le caractère plus où moins collectif du niveau 2^+ de l'état final semble très important pour l'intensité de la réaction.

2). Résultats du calcul de DWBA

Les calculs de DWBA ont été

faits avec le programme DWUCK en utilisant l'approximation de portée nulle. Cette approximation, qui consiste à supposer que le deuton et la particule sont confondus est ici assez grossière, car le deuton et la particule ne sont liés que par une énergie de 1.47MeV dans le ^{6}Li. Par contre cette faible énergie de liaison favorise une réaction de surface et malgré les approximations faites on reproduit assez bien les formes des distributions angulaires. (Figure 8.).

Les courbes tracées sur la figure 8 ont été obtenues en utilisant les paramètres optiques de Chuev pour les ^{6}Li. Nous avons également essayé les paramètres optiques donnés par Bethge (19.) pour une énergie de 20MeV. Tableau 6.

Noyau	V	a	r_o	W_S	W_D	a_i	r_i	r_c
^{40}Ca	32.6	0.64	1.81	0	7.4	1.	1.71	2.5
	72.6	0.67	1.37	6.9	0	0.81	2.3	

Tableau 6. Paramètres optiques de ^{6}Li donnés par Bethge.

Dans ce cas les profondeurs des puits réels sont de 32.6MeV et de 72.6MeV. Ce calcul a été fait uniquement pour le niveau fondamental de l'^{36}Ar.

Les résultats du calcul DWBA sont alors en désaccord total avec l'expérience. (Figure 11.). Il semble donc que pour ce type de réaction les potentiels optiques avec des puits réels profonds conviennent mieux. D'autre part les paramètres de Bethge ont été obtenus à partir de résultats expérimentaux limités à des angles inférieurs à 80°, où la diffusion élastique est surtout sensible au champ coulombien, tandis que les paramètres de Chuev ont été obtenus à partir de la diffusion élastique mesurée jusqu'à 175°.

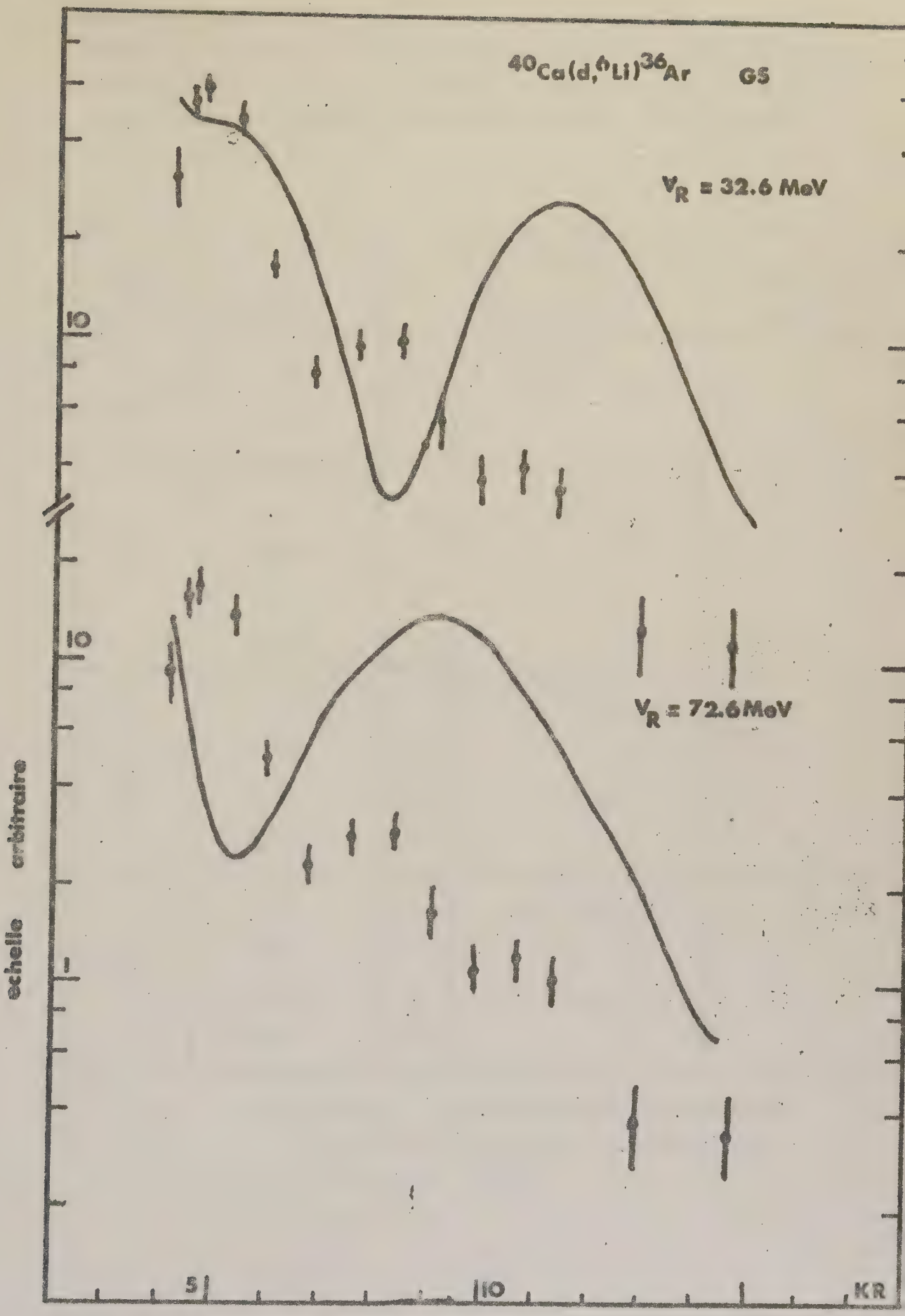


Fig 11 Resultats du calcul DWBA avec les parametres de Bethge

Dans les calculs le nombre de noeuds introduit dans le calcul du facteur de forme correspond à des configurations simples dans le cadre du modèle en couches. Ces configura-tions avec le nombre de noeuds associés sont présentés dans le tableau 7.

Noyau	$E_{excitation}$	L	configuration des 4 particules piquées	nombre de noeuds
^{36}Ar	0.	0	$(d_{3/2})^4$	4
	1.97	2	"	3
^{38}Ar	0.	0	$(f_{7/2})^2(d_{3/2})^2$	5
	2.17	2	"	4
	3.38	0	$(d_{3/2})^4$	4
	3.84	2	"	3
^{52}Cr	0.	0	$(f_{7/2})^2(p_{3/2})^2$	6
	1.43	2	"	5
	2.65	0	$(f_{7/2})^4$	6
	3.16	2	"	5
^{54}Fe	0.	0	$(f_{7/2})^2(p_{3/2})^2$	6
	1.41	2	"	5
	2.56	0	$(f_{7/2})^4$	6
	2.98	2	"	5

Tableau 7. Configuration et nombre de noeuds utilisés pour le calcul du facteur de forme.

Correction de portée finie

Des calculs de DWBA utilisant la correction de portée finie ont été faits également . (21.). Les potentiels utilisés avaient une profondeur de 290MeV. Ils ont été déterminés à l'aide du code GENOA afin de reproduire la diffusion élastique $^{40}Ca(^{6}Li,^{6}Li)^{40}Ca$ obtenue par Bethge (19.) avec des potentiels de cet ordre de grandeur. Ces calculs ont été faits en introduisant dans le facteur de forme un nombre de noeuds qui donne une valeur de V_o égale à 180MeV environ. Le nombre de noeuds alors introduit était de 7.
La valeur à donner au paramètre de portée finie étant très mal connue, des essais ont été faits en le faisant varier de 1fm à 9fm. L'accord entre ces calculs et l'expérience n'est pas meilleur . Lorsque le paramètre de portéefinie augmente, l'amplitude de la sectin efficace change mais on n'observe pas de déphasage.

Nous avons également fait deux essais en utilisant la correction de portée finie.Les valeurs du paramètre de portée finie était de 1fm et 2fm. Pour la valeur de 1fm le valeur absolue de la section efficace diminue par rapport à celle obtenue en portée nulle. Les calculs avec la valeur 2fm donne au contraire une augmentation de la section efficace, avec de plus un léger déphasage.(Figure 12;)
Ces variations différentes du cas précédent sont dues à la valeur du potentiel V_0 qui dans notre cas valait 90MeV. Cette valeur avait été obtenue avec un nombre de noeuds égal à 4.
On a ici une ambiguité entre le nombre de noeuds et la valeur du potentiel qu'il donne.
Le choix du paramètre de portée finie doit etre très critique, surtout si l'on veut obtenir de cette façon des facteurs spectroscopiques absolus. Notre étude étant orienté sur des comparaisons l'approximation de portée nulle nous a semblé suffisante.

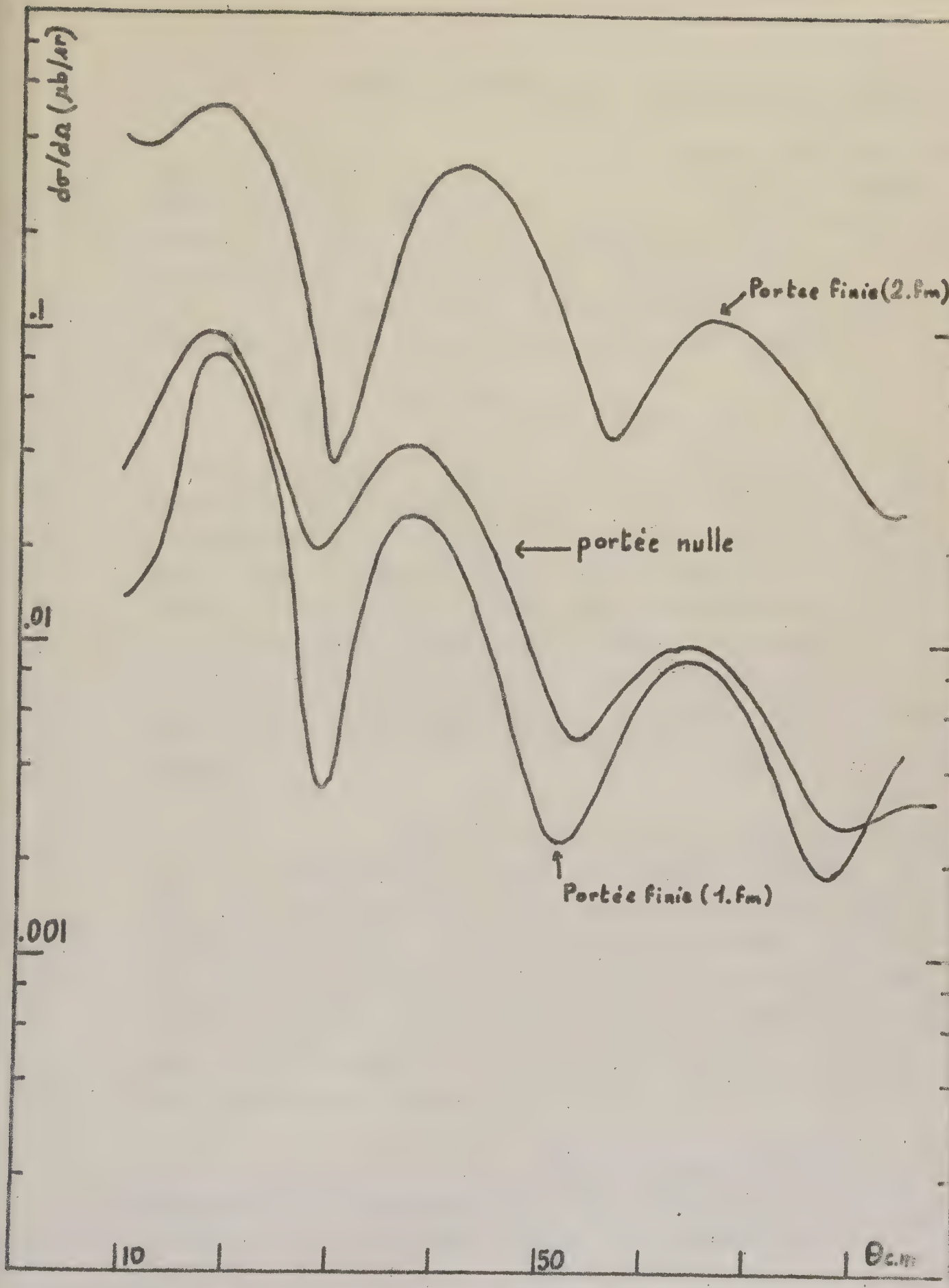


Figure 12. Resultat du calcul DWBA.

Comparaison entre l'approximation de portée nulle et la correction de portée finie.

3). Calcul du facteur spectroscopique expérimental

Afin de pouvoir faire des comparaisons plus significatives entre les sections efficaces obtenues pour les différents niveaux 0^+ et 2^+ des noyaux finaux, nous avons comparé les sections efficaces expérimentales avec celles obtenues par le programme DWUCK.

Dans l'approximation de portée nulle, pour les réactions $(d, {}^6Li)$, la section efficace peut s'écrire:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \mathcal{N} \cdot S(\ell) \cdot S_\ell \cdot \sigma_{DWBA}$$

Si l'on compare les sections efficaces théoriques et les sections efficaces expérimentales on peut obtenir la valeur du terme $\mathcal{N} S({}^6Li) S_\ell$. La normalisation $\mathcal{N}$ n'est pas connue, mais on fait l'hypothèse qu'elle est la même pour tous les noyaux. De même on dit que le facteur spectroscopique du ${}^6Li$ ne dépend pas du noyau cible. Dans ces conditions, les facteurs S_ℓ peuvent être obtenus à une constante près en faisant les rapports $\sigma_{exp}/\sigma_{DWBA}$. Les rapports R du tableau 8 donnent donc la variation des facteurs S_ℓ dans les noyaux étudiés.

Le rapport R est calculé pour tous les niveaux 0^+ et 2^+ obtenus puis on a fait les rapports $R(2^+)/R(0^+)$ et ceci pour chaque réaction. On observe que le pick up d'une particule α dans une même couche donne un rapport $R(2^+)/R(0^+)$ plus grand que dans les autres cas. On observe donc le même phénomène que celui observé dans le cas des rapports des sections efficaces expérimentales. Le programme DWUCK éliminant tous les effets de cinématique on peut penser que cet effet correspond à un effet de structure.

Dans la référence (20.) Bedjidan et al. ont montré que l'analyse avec un calcul de portée nulle pouvait reproduire de façon satisfaisante la

Noyau	$E_{excit.}$	R	$R(2^+)/R(0^+)$	$\sigma(2^+)/\sigma(0^+)$ expérimental
^{36}Ar 0^+	0.	0.54	2.1	2.8
2^+	1.97	1.15		
^{38}Ar 0^+	0.	0.18	0.4	0.28
2^+	2.17	0.085		
0^+	3.38	0.15	3	1.4
2^+	3.94	0.45		
^{52}Cr 0^+	0.	0.088	0.3	0.1
2^+	1.43	0.027		
0^+	2.65	0.027	< 1.4	0.6
2^+	3.18[a]	< 0.037		
^{54}Fe 0^+	0.	0.11	0.8	0.28
2^+	1.41	0.07		
0^+	2.56[b]	< 0.057	1.	1.
2^+	2.88[c]	< 0.055		
^{60}Cr 0^+	0.	~ 0.05		

Tableau 2.

a). mélangé avec le niveau 6^+ à 3.11MeV

b). probablement le niveau 4^+ à 2.54MeV

c). mélangé avec le niveau 8^+ à 2.94MeV

variation du facteur spectroscopique calculé pour les transitions allant vers les fondamentaux dans le cas de cibles allant du ^{12}C au ^{40}Ca. Nous pouvons raisonnablement extrapoler

ce résultat aux noyaux que nous avons étudiés. Dans ce cas l'évolution du facteur R lorsque l'on passe du ^{40}Ca au ^{58}Ni représente bien la variation du facteur spectroscopique pour ces noyaux.
Ainsi le facteur spectroscopique correspondant au ^{40}Ca est de l'ordre de 4 à 5 fois plus grand que dans les noyaux de la couche (f,p).

IV. CONCLUSION

Notre étude a montré que les réactions (d,^{6}Li) procèdent par un méchanisme de réaction direct. Les distributions angulaires sont assez bien reproduites par un calcul de DWBA, même en utilisant l'approximation de portée nulle. Les résultats de l'analyse, tant du point de vue qualitatif que quantitatif, sont très sensibles aux paramètres optiques des ^{6}Li. Dans le cas général pour les ions lourds, il apparait indispensable de disposer de paramètres optiques fiables. Une étude systématique de ces paramètres, telle qu'elle a été faite par G.Bassani et al. (21.) pourrait etre généralisée.

Les autres paramètres auxquels la section efficace calculée est la plus sensible sont le rayon de l'état lié ét le nombre de noeuds qui, interviennent dans le calcul du facteur de forme.

L'analyse cohérente des résultats nous a permis de faire une comparaison fructueuse des facteurs spectroscopiques expérimentaux obtenus dans les différentes réactions. Nous avons mis en évidence la très nette diminution du facteur spectroscopique lorsque l'on passe du ^{40}Ca aux noyaux de la couche (f,p).

Nous avons observé le renforcement des transitions vers les niveaux 2^{+} dans le cas d'un pick up d'une particule dans la même couche, interprété comme l'effet d'une cohérence constructive de toutes les composantes de la fonction d'onde de l'état final.

On aurait pu s'attendre à observer à haute énergie d'excitation (8MeV) des niveaux fortement peuplés, dus au pick up de quatre particules fortement corrélées dans des

ouches internes. La non observation de ces niveaux peut simplement s'expliquer par la faible énergie des deutons incidents et donc de la faible énergie des ^{6}Li dans la voie de ortie (14MeV pour une énergie d'excitation de 8MeV).
a barrière coulombienne dans le cas du ^{40}Ca est de 17MeV.

REFERENCES

(1.) V.V.DAVIDOV, B.G.NOVATSKII, A.A.OGLOBLIN, S.B.SAKUTA, D.N.STEPANOV, V.A.TIMOFEEV, V.I.CHUEV
Journal de Physique 32 (1972)

(2.) P.GAILLARD, M.CHEVALLIER, J.Y.GROSSIORD, A.GUICHARD, M.GUSAKOW, J.R.PIZZI
Physical Review Letters 25 (1970) 593

(3.) R.A.KENEFICK, R.L.DONOVAN, R.L.KOZUB, D.H.YOUNGBLOOD, Texas A et M Unversity (1969)

(4.) R.L.MCGRATH, D.L.HENDRIE, E.A.MCCLACHIE, B.G.HARVEY, J.CERNY Physics Letters 34B (1971) 289

(5.) J.B.GERHART, P.F.MIZERA, F.SLEE
Nuclear Physics Laboratory, Annual Report Washington (1966)

(6.) L.DENES,W.W.DAENICK, R.M.DRISKO
Physical Review 148 (1966) 1097

(7.) W.W.DAENICK, L.J.DENES
Physical Review 136 (1964) 1325

(8.) H.H.GUTBROD, H.YOSHIDA, R.BOCK
Nuclear Physics A145 (1971) 240

(9.) A.E.CEBALLOS, H.J.ERRAMUSPE, A.M.J.FERRERO, M.J. SAMETBAND, J.E.TESTONI
Physical Review C4 (1971) 1959

(10.)Y.DUPONT Thèse d'état Université de Grenoble (1971)

(11.)I.ROTTER Nuclear Physics A112 (1968) 567
Nuclear Physics A135 (1969) 378

(12.)R.BOCK,H.YOSHIDA
Nuclear Physics A189 (1972) 177

(13.)V.V.BALASHOV,V.A.ELTEKOV
Nuclear Physics 16 (1960) 423

T.A.BRODY,G.JACOB, M.MOSHINSKY
Nuclear Physics 17 (1960) 16

Y.SMIRNOV Nuclear Physics 27 (1961) 177

(14.) J.L.PERRENOUD, R.DEVRIES
Physics Letters 36B (1971) 18
(15.) D.S.GEMMEL, J.R.ERSKINE, J.P.SCHIFFER
Physical Review 134B (1964) 110
(16.) E.NEWMAN,L.C.BECKER,B.M.FREEDOM, J.C.HILBERT
Nuclear Physics A100 (1967) 225
(17.) M.GAILLARD, R.BOUCHE, L.FEUVRAIS, P.GAILLARD, A.GUICHARD, M.GUSAKOV, J.L.LEONHARD, J.R.PIZZI
Nuclear Physics A119 (1968) 161
(18.) V.I.CHUEV,V.V.DAVIDOV, B.G.NOVATSKII, A.A.OGLOBLIN S.B.SAKUTA, D.N.STEPANOV
Journal de Physique Colloque C6(1971) 157
(19.) K.BETHGE, C.M.FOU, R.W.ZURMÜLE
Nuclear Physics A123 (1969) 521
(20.) M.BEDJIDIAN, M.CHEVALLIER, J.Y.GROSSIORD, A.GUICHARD, M.GUSAKOV, J.R.PIZZI, C.RUHLA
Nuclear Physics A189 (1972) 403
(21.) G.BASSANI, N.SAUNIER, B.M.TRAORE, J.RAYNAL,A.FOTI, G.PAPPALARDO
Préprint
(22.) J.COLE Communication privée

Remerciements

Je tiens à remercier Monsieur J. M. Loiseaux qui a bien voulu m'accueillir dans son groupe

A Monsieur Valentin qui a accepté de présider cette thèse, j'exprime toute ma reconnaissance

Je remercie également Messieurs G. Bruge et R. Piepenbring qui ont accepté de faire partie de ce jury.

J'exprime ma gratitude à tous les chercheurs du groupe qui m'ont aidé à réaliser ce travail.

Qu'il me soit permis de remercier plus particulièrement J.B. Viano pour son aide lors de la réalisation des expériences, et P. Martin pour l'interprétation des résultats.

Je remercie également tous les techniciens du groupe pour leur aide, plus particulièrement J. Ballon qui a réalisé le multiplexeur.

Je n'oublie pas non plus, Monsieur Richaud, qui a fabriqué les cibles, partie particulièrement délicate, ni Monsieur Tregi qui a réalisé les reproductions des figures de ce travail.

Dernière page d'une thèse

VU

Grenoble, le

le Président de la thèse

VU, et permis d'imprimer,

Grenoble, le

le Président de l'Université
Scientifique et Médicale